PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT
vereinigt mit dem
JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK
Nr. 5 | 1. März 1940 | Redaktionsschluß für Nr. 7 am 15. März 1940 | 41. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:
H. Scheffers, Zur Bestimmung elektrischer Momente nach der Molekularstrahlmethode. S. 89.
H. Scheffers, Linearer Effekt des elektrischen Feldes beim Molekularstrahlversuch mit Ammoniak. S. 98.
E. Justi u. J. Kramer, Nachweis einer Anisotropie des elektrischen Widerstandes von Natrium im Magnetfeld. Zur Frage der Isotropie des Elektronengases in Alkalien. S. 105.
F. Goos und O. Ehmann, Zählrohrverstärker mit hohem Auflösungsvermögen. S. 107.
J. Zahradníček, T. Gajdoš und R. Nespor, Elektrisches Gravimeter. S. 109.

Zuschriften:
A. Deubner, Zum „Wien-Effekt der inneren Reibung" von Elektrolyten. S. 110.

Besprechungen:
H. Dießelhorst, Magnetische Felder und Kräfte. S. 111.
Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. 10, III. S. 111.
W. Hort und A. Thoma, Die Differentialgleichungen der Technik und Physik. S. 112.
W. Schmidt, Unmittelbare Regelung. S. 112.
G. Stade und H. Staude, Mikrophotographie. S. 112.
VDI-Jahrbuch 1939. Die Chronik der Technik. S. 112.

Nachrichten. S. 112.

ABHANDLUNGEN

Zur Bestimmung elektrischer Momente nach der Molekularstrahlmethode

Von H. Scheffers

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

Bei der Molekularstrahlmethode durchlaufen unangeregte Moleküle der inneren Energie W_0 ein zu ihrer Bahn senkrecht gerichtetes elektrisches Feld $\mathfrak{E}$. Dieses verändert die Energie in W', welchen Vorgang man wegen der Kleinheit der Änderung gegenüber W_0 formal durch folgende Entwicklung mit den Molekülkonstanten $a, b, \ldots$ darstellen kann:

$$\Delta W = W' - W_0 = a\mathfrak{E} + b\mathfrak{E}^2 + \cdots \quad (1)$$

Das erste Glied bedingt einen linearen, das zweite einen quadratischen Effekt. Welcher dieser „Starkeffekte des Grundzustands" allein bzw. überwiegend auftritt, hängt analog wie beim optischen Starkeffekt davon ab, ob das elektrische Moment direkt der Feldwirkung unterliegt oder durch innere Rotation weggemittelt wird und lediglich die Störung dieser Rotation durch das Feld – die sich in der Entstehung eines der Feldstärke proportionalen „effektiven" Moments äußert – einen Effekt zweiter Ordnung bewirkt. Indem nämlich die potentielle Energie eines Moments im Feld dem Produkt Moment mal Feldstärke proportional ist, haben wir im ersten Fall den linearen und im zweiten den viel kleineren quadratischen Effekt. Außerdem erfährt stets das Molekül eine Deformation seiner elektrischen Struktur, wodurch ein der Feldstärke proportionales und gleichgerichtetes induziertes Moment auftritt, was ebenfalls einen quadratischen Effekt gibt.

Die Energieänderung eines permanenten Moments μ durch das Feld $\mathfrak{E}$ ist bekanntlich gegeben durch $-(\mu, \mathfrak{E})$ und die eines effektiven oder induzierten Moments $\mu' = \alpha\mathfrak{E}$ durch $-\frac{1}{2}(\mu', \mathfrak{E})$; woraus erhellt, daß bei Kennzeichnung der Komponente in Feldrichtung durch den Index $\mathfrak{E}$ man in Gleichung (1) $a = -\mu_{\mathfrak{E}}$ und $b = -\frac{1}{2}\alpha$ zu setzen hat. Wird das Feld $\mathfrak{E}$ außerdem in seiner eigenen Richtung s inhomogen gemacht, so wirken – wodurch die Ablenkung des Molekularstrahls entsteht – auf die Momente ponderomotorische Kräfte in der Feldrichtung:

$$\mathfrak{K}_s = -\frac{\partial \Delta W}{\partial s} = \mu_{\mathfrak{E}} \cdot \frac{d\mathfrak{E}}{ds} + \alpha\mathfrak{E}\frac{d\mathfrak{E}}{ds}. \quad (2)$$

Hat das Moment μ eine Komponente in der thermischen Rotationsachse des Moleküls, so mittelt es sich trotz der Rotation nicht völlig weg, weshalb dann der lineare Effekt eintreten wird ($\mu_{\mathfrak{E}} \neq 0$); und nur wenn das Moment, d. h. auch die Figurenachse des Moleküls, senkrecht zur Rotationsachse steht, bleibt allein der quadratische Effekt übrig ($\mu_{\mathfrak{E}} = 0$).

Wir betrachten zunächst diesen Fall, nämlich

1. Zweiatomige Moleküle (Hantelmodell).

Werden die Energiestufen $E_r = n(n+1)\frac{h^2}{8\pi^2 J}$ des starren Rotators (Trägheitsmoment J) durch die Rotationsquantenzahl n gekennzeichnet und die $p = 2n + 1$ fachen Entartungen dieser Stufen berücksichtigt, so liefert die quantenmechanische Störungsrechnung[1]), daß durch das Feld $\mathfrak{E}$ für jede einzelne Energiestufe unter Aufhebung der Entartung folgendes der Feldstärke proportionale Moment entsteht:

$$\mu' = \frac{8\pi^2 J}{h^2}\,\mu^2\,\frac{1}{(2n-1)(2n+3)}\left[\frac{3p^2}{n(n+1)} - 1\right]\cdot\mathfrak{E}\,, \tag{3}$$

wo $-n \leq p \leq +n$; speziell für $n = 0$, $p = 0$:

$$\mu' = \frac{8\pi^2 J}{h^2}\cdot\mu^2\cdot\frac{1}{3}\cdot\mathfrak{E}\,. \tag{3a}$$

Bei der Störungsrechnung wurden Glieder bis k^2 inklusiv berücksichtigt, so daß also

$$k = \frac{\mu\mathfrak{E}}{\dfrac{h^2}{8\pi^2 J}}$$

als Maß der Störung klein gegen Eins sein muß.

Ist die Temperatur T so hoch $\left(\frac{h^2}{8\pi^2 J}\cdot\frac{1}{kT} \ll 1\right)$, daß man mit klassischer (kontinuierlicher) Verteilung der thermischen Rotationsenergien E_r und sämtlichen (nicht diskreten) Winkeln φ der Rotationsachse zur Feldrichtung rechnen darf, so folgt aus Gleichung (3) wegen der großen n und $\cos\varphi = p/n$:

$$\mu' = \frac{\mu^2}{4E_r}\cdot(3\cos^2\varphi - 1)\cdot\mathfrak{E}\,. \tag{4}$$

Diese Formel, die natürlich auch nur für $\mu\mathfrak{E}/E_r \ll 1$ gilt, kann auch durch eine einfache rein klassische Ableitung erhalten werden[2]).

Weil der Faktor vor $\mathfrak{E}$ in Gleichung (3) und (4) sowohl negativ als auch positiv sein kann, folgt mit Gleichung (2), daß die Moleküle sowohl antiparallel als auch parallel zur Feldrichtung abgelenkt werden und damit eine beiderseitige Verbreiterung des Molekularstrahls entsteht. Die hierdurch bedingte Intensitätsverminderung gegenüber dem Strahl ohne Feld ist der Messung zugänglich; daher muß man ihren Zusammenhang mit der durch μ' bedingten Ablenkung s kennen.

Betrachten wir dazu zunächst ein Molekül der Masse m in bestimmtem Zustand, so ist die Bewegungsgleichung

$$\mathfrak{K}_s = m\cdot\frac{d^2 s}{dt^2} = \mu'\cdot\frac{d\mathfrak{E}}{ds}\,;$$

die Integration gibt mit $E_t = \frac{1}{2}\,m\left(\frac{dl}{dt}\right)^2$ als Translationsenergie beim Durchlaufen einer Feldstrecke l_1 und eines feldfreien Weges l_2 bis zum Meßgerät:

$$\left.\begin{aligned} s &= \frac{\mu'}{4E_t}\cdot\frac{d\mathfrak{E}}{ds}\cdot l_1^2\cdot\left(1+\frac{2l_2}{l_1}\right)\\ &= \frac{\alpha\mathfrak{E}}{4E_t}\cdot\frac{d\mathfrak{E}}{ds}\cdot l_1^2\cdot\left(1+\frac{2l_2}{l_1}\right),\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

woraus folgt, daß beim quadratischen Effekt auch die Ablenkung proportional dem Quadrat der Feldstärke ist.

Wenn man nun die Ablenkungen s der verschiedenen Moleküle betrachtet, so ist für E_t stets die Maxwellsche Verteilung anzunehmen, während bei Verwendung von Gleichung (3) noch die quantentheoretische Verteilung über die verschiedenen Zustände (n, p), dagegen bei Verwendung von Gleichung (4) noch die klassische Verteilung über die verschiedenen Rotationsenergien und Winkel φ hinzutritt.

Für den zweiten Fall, den wir zunächst als bisher allein experimentell untersucht weiterverfolgen wollen, erweist es sich als zweckmäßig, alle Ablenkungen nicht durch s, sondern durch Vielfache von s_0 darzustellen, d. h. den dimensionslosen Parameter $\sigma = s/s_0$ als Argument einzuführen; s_0 ist dabei eine „Normalablenkung", und zwar die Ablenkung eines Moleküls im Zustand $E_t = kT$, $E_r = kT$, $\varphi = 0$. Unter Verwendung der erwähnten klassischen Verteilungsformeln folgt dann, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Ablenkung der Größe $\sigma \ldots \sigma + d\sigma$ oder die relative Anzahl der Moleküle mit einer solchen gegeben ist durch $\frac{dn}{n} = W(\sigma)\cdot d\sigma$, wo $W(\sigma)$ als nicht geschlossen ausführbares Integral von Feyerabend[3]) numerisch ausgewertet wurde und in Abb. 1 wiedergegeben ist. Indem

1) L. Mensing und W. Pauli, Physik. Zeitschrift **27**, 509, 1926; R. de Kronig, Proc. Nat. Acad. Sci. **12**, 488, 1926; C. Manneback, Physik. Zeitschr. **27**, 563, 1926.

2) O. Stern, vgl. R. Fraser, Molecular Rays, Cambridge 1931, S. 156ff.

3) Vgl. z. B. R. Fraser, Molecular Rays, Cambridge 1931, S. 161ff.

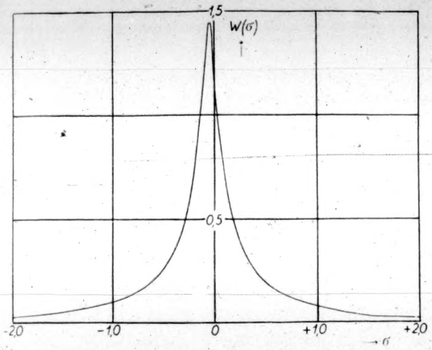


Abb. 1. Die Funktion $W(\sigma)$.

nun die Intensität J des Molekularstrahls gegeben ist durch die Zahl der Moleküle auf der (unendlich kleinen) Längeneinheit und indem wir den Strahl ohne Feld zunächst als unendlich schmal (Breite $d\sigma$) in $\sigma = 0$ annehmen, folgt daraus $J(\sigma) = J_0 \cdot d\sigma \cdot W(\sigma)$. Kann die Intensitätsverteilung des feldfreien Strahls durch ein symmetrisch zu $\sigma = 0$ gelegenes Rechteck der Höhe J_0 und der Breite $2a/s_0$ (d. h. im s-Maßstab mit den Grenzen $-a$ und $+a$) dargestellt werden, so wird also die am sichersten meßbare relative Intensitätsverminderung durch das Feld in der Mitte des unabgelenkten Strahls

$$\frac{J(0)}{J_0} = \int_{\sigma = -\frac{a}{s_0}}^{\sigma = +\frac{a}{s_0}} W(\sigma)\, d\sigma\,, \qquad (6)$$

indem in diesem Fall für die Ablenkung σ alle Werte zwischen $-a/s_0$ und $+a/s_0$ in Frage kommen. Die Abweichungen des feldfreien Strahls von der Rechtecksform sind meist nicht groß und ihr Einfluß ist am geringsten gerade eben in der Mitte; sie werden durch Unterteilung in genügend schmale Rechtecke berücksichtigt, so daß also auch dann obige Formel grundlegend bleibt. Sie stellt den gesuchten Zusammenhang zwischen der Intensitätsänderung und der Ablenkung

$$s_0 = \frac{\mu^2}{8} \frac{1}{k^2 T^2} \cdot \mathfrak{E} \cdot \frac{d\mathfrak{E}}{ds} \cdot l_1^2 \cdot \left(1 + \frac{2l^2}{l_1}\right)$$

dar, aus welcher wiederum bei gegebenen Versuchsdaten μ folgt.

Die ersten quantitativen Bestimmungen des Dipolmoments nach der geschilderten Methode wurden von J. Estermann und R. Fraser[1]) beim HCl-Molekül ausgeführt, wobei sie $\mu = 1{,}95 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE erhielten, während aus den Messungen der Dielektrizitätskonstanten bekanntlich recht sicher $\mu = 1{,}04 \cdot 10^{-18}$ sich ergeben hat. Die Diskrepanz veranlaßt uns zu untersuchen, inwieweit die zwei Voraussetzungen der zugrunde gelegten Theorie, nämlich erstens klassische Verteilung der Rotationsenergien $\left(\frac{h^2}{8\pi^2 J} \cdot \frac{1}{kT} \ll 1\right)$ und zweitens geringe Störung der Rotation durch das Feld ($\mu\mathfrak{E}/E_r \ll 1$) hier erfüllt waren. Bezüglich der ersten dürfte das genügend der Fall sein, denn für HCl ist $\frac{h^2}{8\pi^2 J} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ [gcm²sec⁻²], womit wegen der Versuchstemperatur $T \approx 300°$ folgt

$$\frac{h^2}{8\pi^2 J} \cdot \frac{1}{kT} \approx 5 \cdot 10^{-2}\,.$$

Auch bezüglich der zweiten hätten im Falle der Verwendung der quantenmechanischen Formeln (3) und (3a) kaum größere Fehler entstehen können; denn mit $\mathfrak{E} \approx 500$ e. stat. CGSE (Versuchsfeldstärke) und $\mu \approx 10^{-18}$ e. stat. CGSE ergibt sich $k = \mu\mathfrak{E} \Big/ \frac{h^2}{8\pi^2 J}$ noch immerhin zu etwa $^1/_4$, doch ist zu bedenken, daß sich ja die überwiegende Mehrzahl der Moleküle in höheren Energiezuständen befindet. Inwieweit das der Fall ist, ergibt natürlich die die relative Anzahl der Moleküle im Rotationszustand n liefernde Verteilungsfunktion, in der man wegen der Kleinheit von $\frac{h^2}{8\pi^2 J} \cdot \frac{1}{kT}$ die Zustandssumme geschlossen ausdrücken kann:

$$w_n = \frac{N_n}{N} = \frac{(2n+1)\, e^{-\frac{E_n}{kT}}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1)\, e^{-\frac{E_n}{kT}}} = \frac{h^2}{8\pi^2 J} \cdot \frac{1}{kT} \cdot (2n+1)\, e^{-\frac{h^2}{8\pi^2 J} \frac{n(n+1)}{kT}}\,.$$

Hieraus folgt, daß für $T = 300°$ sich etwa 5 Proz. der HCl-Moleküle im untersten ($n = 0$) und etwa 13 Proz. im nächsten ($n = 1$) Zustand befinden, während $n = 3$ die mit etwa 19 Proz. relativ am stärksten besetzte Stufe ist und alle Stufen bis $n = 9$ noch merklich Moleküle enthalten.

1) J. Estermann und R. Fraser, Journal Chem. Phys. **1**, 390, 1933.

Indem nun für $n = 1$ $E_r = \frac{2h^2}{8\pi^2 J} \approx 4 \cdot 10^{-15}$ (s. oben) und damit $\mu\mathfrak{E}/E_r \approx \frac{1}{8}$ wird, ist klar, daß die der angewandten Formel (4) zugrundeliegende Voraussetzung $\mu\mathfrak{E}/E_r \ll 1$ für alle Moleküle erfüllt ist mit Ausnahme derjenigen, die sich nach der Quantentheorie im Zustand $E_n = 0$ (relative Anzahl $\frac{N_0}{N} = \frac{h^2}{8\pi^2 J} \frac{1}{kT} = 5$ Proz.) oder nach der klassischen Theorie in einem Energiebereich unterhalb der ersten ($n = 1$) Quantenstufe (relative Anzahl etwa 9 Proz.) befinden. Das kann trotz der geringen Anzahl zu großen Fehlern Anlaß geben; denn bei Verwendung von Gleichung (4) schreibt man ja nach Gleichung (5) diesen Molekülen eine „unendliche" oder doch größenordnungsweise zu starke Ablenkung zu, während nach den exakten Formeln (3) und (3a) sie nur eine etwa dreimal so große Ablenkung als diejenigen des nächsten und richtig berücksichtigten Zustands $n = 1$ haben. Deshalb wird der Fehler dann besonders merkbar werden, wenn man es — wie eben bei Estermann und Fraser — mit überhaupt nur kleinen Ablenkungen zu tun hat, die kleiner als die Breite des unabgelenkten Strahles sind.

Die Beeinflussung des Resultats durch diesen Fehler wird sich nach dem Gesagten nur dann exakt feststellen lassen, wenn man der Rechnung die Formeln (3) und (3a) statt (4) zugrunde legt. Wegen der vielen Zustände (n, p) führt das zu sehr unhandlichen Formeln. Da zudem die Messungen nach eigener Angabe der Autoren keine große Genauigkeit beanspruchen, wollen wir uns hier mit einer Abschätzung begnügen, die aber das Wesen der Sache deutlich erkennen läßt.

Zu diesem Zweck verfahren wir so, daß wir doch die bisherige Berechnungsmethode mit Gleichung (4) beibehalten, aber vor ihrer Anwendung als Kompensation die gemessenen Intensitäten des feldbeeinflußten Strahls, also auch $J(0)$, um 5 Proz. erhöhen, eben weil diese Methode jenen 5 Proz. aller Moleküle fälschlich eine gegen die Strahlbreite sehr große Ablenkung erteilt, die übrigen Moleküle aber richtig behandelt. Natürlich ist diese Korrektur etwas übertrieben, weil diese 5 Proz. doch immerhin durch eine etwas größere Ablenkung vor den übrigen Molekülen ausgezeichnet sind (s. oben); das kann aber nicht soviel ausmachen, weil (vgl. Abb. 6 bei Estermann und Fraser) der Strahl ohne und der mit Feld sowieso fast gleiche Breite haben, also alle Ablenkungen innerhalb dieser liegen ($a/s_0 > 1$). Wir wollen diejenige Meßreihe unserer Autoren nehmen, deren Resultat ($\mu = 2{,}07 \cdot 10^{-18}$) ihrem Mittelwert am nächsten kommt (Run IV, S. 399). Bei dieser war $J_0 = 1$ und $J(0) = 0{,}93$; den für ihren Fall gültigen numerischen Zusammenhang zwischen $J(0)/J_0$ und s_0 [Formel (6)] haben sie in Abb. 8 ihrer Arbeit dargestellt, aus der man den angegebenen Wert $s_0 = 2{,}1 \cdot 10^{-3}$ cm entnimmt. Setzen wir aber nun nach Obigem $J(0) = 0{,}98$, so liest man dazu $s_0' = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ cm ab; indem $\mu \sim \sqrt{s_0}$ ist (s. oben), folgt

$$\mu' = \sqrt{\frac{0{,}4}{2{,}1}} \cdot 2{,}07 \cdot 10^{-18}$$
$$= 0{,}91 \cdot 10^{-18} \text{ e. stat. CGSE},$$

was angesichts der Meßunsicherheit einerseits und der angenäherten Korrektur andererseits mit dem richtigen Wert genügend übereinstimmen dürfte.

Unsere Korrektur, die mit Gleichung (6) durch die Formel

$$\int\limits_{\sigma=-\frac{a}{s'_0}}^{\sigma=+\frac{a}{s'_0}} W(\sigma)\,d\sigma = \int\limits_{\sigma=-\frac{a}{s_0}}^{\sigma=+\frac{a}{s_0}} W(\sigma)\,d\sigma + \frac{h^2}{8\pi^2 J} \cdot \frac{1}{kT}$$

ausgedrückt wird, wächst also mit abnehmendem J und T. Daß sie in unserem Fall so besonders groß ausfällt oder daß eine prozentual kleine Änderung von $J(0)/J_0$ eine so große Änderung von a/s_0 bedingt, liegt (Abb. 1) an der Form der $W(\sigma)$-Kurve; denn nach ihr entsprechen ganz allgemein für große $\sigma = a/s_0$ (in unserem Fall > 2) kleinen Änderungen des Integralwerts große Änderungen in a/s_0. Um dies noch deutlicher zu machen, ist in Abb. 2 der Integralwert

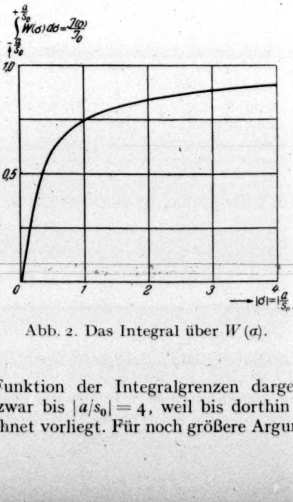


Abb. 2. Das Integral über $W(\sigma)$.

als Funktion der Integralgrenzen dargestellt, und zwar bis $|a/s_0| = 4$, weil bis dorthin $W(\sigma)$ berechnet vorliegt. Für noch größere Argumente

nähert sich die Kurve asymptotisch der 1, weil nach der Definition von $W(\sigma)$ natürlich $\int_{-\infty}^{+\infty} W(\sigma) \cdot d\sigma = 1$ ist. Diese Darstellung zeigt, daß z. B. schon für $|a/s_0| = 2{,}5$ (d. h. $J(0)/J_0 = 0{,}865$) einer nur etwa 5prozentigen Änderung von $J(0)/J_0$ eine fast 50prozentige Änderung von s_0 und daher eine annähernd 25prozentige Änderung von μ entspricht, und in unserem Fall war ja $|a/s_0|$ wegen $J(0)/J_0 = 0{,}93$ noch erheblich größer.

Wir entnehmen unseren Überlegungen die allgemeine Forderung, daß zur Erzielung zuverlässiger und mit den Ergebnissen anderer Methoden konkurrenzfähiger Resultate man die Wirkung des elektrischen Feldes so groß machen muß, daß die dadurch bedingte Intensitätsverminderung in der Strahlmitte mindestens etwa ein Viertel der ursprünglichen Intensität beträgt, oder mit anderen Worten, daß die „Normalablenkung" mindestens etwa der halben Strahlbreite gleichkommt. (Dann entsprechen nämlich nach Abb. 2 jedem Prozent Fehler im Intensitätsverhältnis etwas über 3 Proz. Fehler im Dipolmoment.)

Daraus geht aber hervor, daß zwecks ausreichender Wirkung des inhomogenen elektrischen Feldes es erforderlich ist, den Strahl einen Zylinderkondensator in geringer Entfernung von der Achse anstatt einen Plattenkondensator unter geringer Neigung (Rabi-Methode)[1]) durchlaufen zu lassen; denn bei gleicher angelegter Spannung ergibt die erste Methode erheblich größere Ablenkungen als die zweite, bei deren (neuerdings bevorzugter) Verwendung, wie die Versuche von Estermann-Fraser und auch anderer Autoren zeigen, es nicht möglich sein dürfte obiger Forderung zu genügen. Es ist auch nicht zutreffend, der Rabi-Methode eine merklich größere Genauigkeit hinsichtlich der Feldbestimmung zuzuschreiben; denn bei ihr ist die Unsicherheit des Dipolmomentes gleich der von $\sqrt{\operatorname{tg}\Theta}$, wo Θ in den bisherigen Versuchen ein Winkel von etwa 83° war, während bei der Methode des Zylinderkondensators das Dipolmoment cet. par. von $\sqrt{r^3}$ abhängt, wo r eine Länge ist, die bei Verwendung genügender Spannungen auf etwa 2 mm gebracht werden kann. Also beeinflussen z. B. ein Fehler von 30′ in Θ oder ein Fehler von 0,05 mm in r das Resultat in gleicher Weise.

Die Rabi-Methode wurde ebenfalls verwandt bei den Messungen der Dipolmomente einiger Alkalihalogenide (KJ, KCl usw.) von Rodebush[1,2]), Murray und Bixler. Infolgedessen erhielten diese Autoren auch ziemlich hohe $|a/s_0|$-Werte, die sich z. B. bei KJ aus ihren Angaben zu fast 2,5 ergeben. Nach unseren früheren Ausführungen würde deshalb eine etwa 6prozentige Unsicherheit in ihren Intensitätsbestimmungen genügen, um den etwa 30prozentigen Unterschied gegenüber den von mir[3]) mit der Methode des Zylinderkondensators ($|a/s_0| \approx 0{,}5$) erhaltenen Momentwerten zu erklären. Doch ist nicht sicher, ob diese Bestimmungen, über deren Genauigkeit nähere Angaben fehlen, tatsächlich mit dieser Unsicherheit behaftet waren. Es kann natürlich die falsche Behandlung der rotationslosen Zustände, die bei der Untersuchung des HCl eine so große Rolle spielte, weder bei den amerikanischen Autoren noch bei mir die Resultate verfälscht haben, weil hier $h^2/8\pi^2 J \cdot 1/kT$ etwa hundertmal kleiner ist.

Wir betrachten nunmehr einen Fall, wo ganz andere Verhältnisse vorliegen, nämlich

2. Mehratomige Moleküle (Pyramidenmodell)

Bei Molekülen mit mehr als zwei Atomen hat man im allgemeinen drei verschiedene Trägheitsmomente und eine Komponente der Figurenachse (d. h. des Moments μ) in Richtung der jeweiligen thermischen Rotationsachse; nach dem in der Einleitung Gesagten ist infolgedessen ein linearer Feldeffekt zu erwarten. Weil die Rechnungen dafür sehr umfangreich werden, betrachten wir hier nur als verhältnismäßig einfachsten Fall den, daß zwei der Trägheitsmomente einander gleich sind ($A = B$).

Im kräftefreien Fall ist bei einem solchen symmetrischen Kreisel der durch die Quantenzahl n gekennzeichnete Gesamtdrehimpuls nach Größe und Richtung konstant; um ihn präzessiert die Figurenachse, in deren Richtung n die Komponente q hat (Quantenzahl des Impulses um die Figurenachse, $-n \leqq q \leqq +n$). Mit C als Trägheitsmoment um die Figurenachse sind die Energiestufen

$$E_{n,q} = \frac{h^2}{8\pi^2 A} \cdot n(n+1) + \frac{h^2}{8\pi^2 A} \cdot q^2 \cdot \frac{A-C}{C} \cdot \quad (7)$$

Für $C = 0$ wird $q = 0$ und man kommt auf das Hantelmodell zurück (keine Rotation um Figurenachse); in diesem Fall hatte jeder Zu-

1) R. Fraser, l. c.; J. Estermann und R. Fraser, l. c.

1) W. H. Rodebush, L. A. Murray und M. E. Bixler, Journ. Chem. Phys. **4**, 372, 536, 1936.
2) R. G. Fraser und J. V. Hughes, Journ. Chem. Phys. **4**, 730, 1936.
3) H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **35**, 425, 1934.

stand das statistische Gewicht $2n+1$. Bei angeregter Rotation um die Figurenachse hat aber wegen des unbestimmten Drehsinns um diese jeder Zustand $(n, |q|)$ die Entartung $2(2n+1)$.

Durch das Feld $\mathfrak{E}$ — um dessen Richtung der Gesamtdrehimpuls präzessiert — entsteht für jede einzelne Energiestufe unter Aufhebung der Entartung ein Moment in der Feldrichtung, für das die wellenmechanische Störungsrechnung gibt[1])

$$\mu_{\mathfrak{E}} = \frac{qp}{n(n+1)} \cdot \mu - (\Psi_{nqp} - \Psi_{n+1pq})\mu^2 \cdot \mathfrak{E}\,\frac{8\pi^2 A}{h^2}, \qquad (8)$$

wobei

$$\Psi_{npq} = \frac{(n^2-p^2)(n^2-q^2)}{n^3(2n-1)(2n+1)}$$

und p die Komponente von n in Feldrichtung ist $(-n \leq p \leq +n)$. Auch hier wurden wieder Glieder bis k^2 inklusiv berücksichtigt, so daß $k = \mu\mathfrak{E}\Big/\frac{h^2}{8\pi^2 A}$ klein gegen Eins sein muß.

Das erste in μ lineare Glied bedingt den linearen Effekt; es enthält kein Trägheitsmoment, woraus P. Debye und C. Manneback die Möglichkeit einer direkten Bestimmung von μ auf optischem Wege (Starkeffekt im Bandenspektrum) folgerten[2]). Weil das zweite Glied klein gegen das erste ist und zudem keinen prinzipiell neuen Effekt gegenüber dem im vorigen Teil behandelten darstellt, wollen wir es vorläufig vernachlässigen.

Ist die Temperatur T so hoch

$$\left(\frac{h^2}{8\pi^2 A}\cdot\frac{1}{kT} \ll 1\right),$$

daß man mit klassischer (kontinuierlicher) Verteilung der thermischen Rotationsenergien $E_{n,q}$ und sämtlichen (nicht diskreten) Winkeln φ zwischen Figurenachse und Gesamtdrehimpulsachse und Winkeln ψ zwischen Gesamtdrehimpulsachse und Feldrichtung rechnen darf, so folgt aus Gleichung (8) wegen der großen n und $\cos\varphi = q/n$ und $\cos\psi = p/n$

$$\mu_{\mathfrak{E}} = \mu\cos\varphi\cdot\cos\psi\,. \qquad (9)$$

Diese Formel kann auch einfacher abgeleitet werden, indem man das in der Figurenachse liegende Moment erst auf die Impulsachse und diese Projektion dann auf die Feldrichtung projiziert.

Weil der Faktor von μ in Gleichung (8) und (9) sowohl positiv als auch negativ sein kann, folgt mit Gleichung (2), daß die Moleküle sowohl parallel als auch antiparallel zur Feldrichtung abgelenkt werden, und zwar völlig symmetrisch, weil q und p (bzw. φ und ψ) die gleichen Wertbereiche durchlaufen. Außerdem wird aber ein Teil der Moleküle überhaupt nicht abgelenkt (nämlich die mit $q=0$, die mit $p=0$ und die mit $p=q=0$), so daß hier prinzipiell ein „Triplett" entsteht, im Gegensatz zum quadratischen Effekt, der grundsätzlich ein „Dublett" liefert, weil bei gleichen p und q die Differenz der Ψ für aufeinanderfolgende n [vgl. Gleichung (8)] stets von Null verschieden ist. Indem ferner beim linearen Effekt das resultierende mittlere Moment aller Moleküle gleich Null ist, oder indem für jedes Niveau n der energetische Schwerpunkt vom Felde unberührt bleibt (durch gegenseitige Kompensation der Unterstufen), folgt, daß die makroskopische elektrische Polarisation (Moment pro cm^3), welche in den Versuchen über die Temperaturveränderlichkeit der Dielektrizitätskonstanten beobachtet wird, nur herrühren kann von dem zweiten quadratischen Glied in Gleichung (8), so daß also der hier behandelte lineare Effekt der erwähnten makroskopischen Methode entgeht. Der Molekularstrahlmethode aber ist er zugänglich, weil die beiderseits abgelenkten Moleküle eine Intensitätsverminderung gegenüber dem Strahl ohne Feld bedingen, die der Messung zugänglich ist und deren Zusammenhang mit der durch $\mu_{\mathfrak{E}}$ bedingten Ablenkung wir aufsuchen wollen.

Betrachten wir dazu zunächst ein Molekül in bestimmtem Zustand (n, q, p), so ergibt analog wie im, im vorigen Teil betrachteten quadratischen Fall die Integration der Bewegungsgleichung die Ablenkung

$$s = \frac{\mu_{\mathfrak{E}}}{4E_t}\cdot\frac{d\mathfrak{E}}{ds}\cdot l_1^2\left(1+\frac{2l_2}{l_1}\right), \qquad (10)$$

wenn E_t die Translationsenergie, l_1 die Feldstrecke und l_2 der feldfreie Weg bis zum Meßgerät ist. Hieraus folgt, daß beim linearen Effekt auch die Ablenkung proportional der Feldstärke

1) C. Manneback, Physik. Zeitschr. **28**, 72, 1927; R. L. de Kronig, Proc. Nat. Acad. Sci. **12**, 608, 1926.

2) P. Debye und C. Manneback, Nature **119**, 83, 1927.

ist. Wenn man nun die Ablenkungen s der verschiedenen Moleküle betrachtet, so ist für E_t stets die Maxwellsche Verteilung anzunehmen, während bei Verwendung von Gleichung (8) noch die quantentheoretische Verteilung über die verschiedenen Zustände (n, q, p), dagegen bei Verwendung von Gleichung (9) noch die klassische Verteilung über die verschiedenen Rotationsenergien und die Winkel φ und ψ hinzutritt.

Wir wollen hier nur den ersten Fall weiterverfolgen, weil wir im vorigen Teil sahen, wie bei Molekülen mit kleinem Trägheitsmoment und bei nicht sehr hoher Temperatur die Verwendung der klassischen Ansätze Fehler veranlassen kann. Zunächst erweist es sich wie in dem in gewisser Beziehung analogen magnetischen Fall als zweckmäßig, als Maß der Ablenkung jedes Moleküls in bestimmtem Zustand s_α zu benutzen, wobei s_α der Translationsenergie $E_\alpha = kT$ entspricht, also nach Gleichung (10)

$$s_\alpha = \frac{qp}{n(n+1)} \cdot \mu \cdot C \qquad (11)$$

zu setzen, wo $C = \frac{1}{4kT} \frac{d\mathfrak{E}}{ds} l_1^2 \left(1 + \frac{2l_2}{l_1}\right)$ die Apparaturkonstante darstellt, deren Größe die erzielte Ablenkung bedingt. Indem wir nun zunächst den Strahl ohne Feld als unendlich schmal (Breite ds) in $s = 0$ annehmen und wie stets die Intensität J des Molekularstrahls messen durch die Zahl der Moleküle auf der (unendlich kleinen) Längeneinheit, erhalten wir für die Intensität in einem Abstand s (nach Einschalten des Feldes) den Ausdruck

$$J(s) = w_{n,q,p} \cdot J_0 \cdot ds \cdot e^{-\frac{s_\alpha}{s}} \cdot \frac{s_\alpha^2}{s^3}\,. \qquad (12)$$

Diese Formel wird im analogen magnetischen Fall[1]) durch die Berücksichtigung der Maxwellverteilung der Translationsenergien gewonnen, wobei dort an Stelle von $w_{n,q,p}$ die a-priori Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Komponente des magnetischen Moments in Feldrichtung steht, die also z. B. im Falle einer einfachen Aufspaltung in nur zwei symmetrische Strahlen den Wert $\frac{1}{2}$ hat. Bei uns bedeutet dementsprechend $w_{n,q,p}$ die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Zustandes (n, q, p):

$$w_{n,q,p} = \frac{e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} \sum\limits_{q=-n}^{q=+n} \sum\limits_{p=-n}^{p=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}}\,. \qquad (13)$$

Hierbei ist die geringe Energiedifferenz zwischen Zuständen mit gleichen n und q, aber verschiedenem p, vernachlässigt, d. h. derartige Zustände werden als gleichwahrscheinlich betrachtet; diese Annahme ist, wenn $\frac{\mu\mathfrak{E}}{E_{n,q}} \ll 1$, stets erfüllt. Nach ihr und mit Gleichung (7) hängt $w_{n,q,p}$ nicht von den Vorzeichen von q und p ab, was für das folgende im Auge zu behalten ist.

Summation über alle Zustände gibt schließlich

$$J(s) = J_0 \cdot ds \cdot \frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} \sum\limits_{q=-n}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}} \sum\limits_{p=-n}^{p=+n} \frac{\mu^2 C^2}{s^3} \left[\frac{qp}{n(n+1)}\right]^2 e^{-\frac{qp}{n(n+1)} \cdot \frac{\mu C}{s}}}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1) \sum\limits_{q=-n}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}}\,. \qquad (14)$$

Diese Formel stellt die allgemeine Lösung der Aufgabe dar, nämlich den gesuchten Zusammenhang zwischen den Intensitäten $J(s)$ des feldbeeinflußten Strahls und den Intensitäten J_0 des Strahls ohne Feld; denn selbst wenn dieser wie gewöhnlich eine nicht zu vernachlässigende Breite hat, so braucht man nur noch den letzten Ausdruck nach s (J_0 als Funktion von s) über die Breite zu integrieren. Doch ist unsere Formel, die also aus den gemessenen Intensitäten grundsätzlich das Moment μ zu bestimmen gestattet, ziemlich kompliziert; verursacht ist dies natürlich durch die dreifache Mannigfaltigkeit der Quantenzahlen n, q, p und schon im einfacheren Fall des Rotators mit nur zwei Quantenzahlen (erster Teil) wurde ja auf den komplizierten Charakter der Funktion $W(\sigma)$, die dort unserem jetzigen Ausdruck entspricht, und auf die Schwierigkeiten einer exakten quantentheoretischen Behandlung des Problems bei vielen Zuständen (n, p) hingewiesen. Aber es gilt auch hier wie dort, daß man in der Praxis den feldfreien Strahl mit genügender Näherung durch ein symmetrisch zu $s = 0$ gelegenes Rechteck der Höhe J_0 und der Breite $2a$ darstellen kann, insbesondere, wenn man sich wie dort auf die auch am sichersten meßbare relative Intensitätsverminderung in der Mitte des unabgelenkten Strahls $(J(0)/J_0)$ beschränkt.

1) O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **41**, 563, 1927; R. Fraser, Molecular Rays, Cambridge 1931.

Es bedingt das eine Vereinfachung, wenn man außerdem noch die abgelenkten und die nichtabgelenkten Moleküle gesondert betrachtet. Um dies zu verdeutlichen, empfiehlt es sich, die in einem bestimmten Fall (z. B. $n = 3$) auftretenden Momente $\mu_{\mathfrak{E}}$ schematisch durch direktes Hinschreiben der zugehörigen $qp/n(n+1)$-Werte darzustellen.

Betrachten wir hierin zunächst nur die abgelenkten Moleküle ($qp/n(n+1) \neq 0$), so sehen wir, daß wir sie zu symmetrischen Strahlenpaaren analog dem magnetischen Fall zusammenfassen können (z. B. $+\frac{1}{6}, -\frac{1}{6}$). Für jedes solches Paar gilt Formel (12), weil zwar an Stelle von $w_{n,q,p}$ nun $2w_{n,q,p}$ zu treten hat, andererseits aber statt J_0 wegen der Zweiseitigkeit der Ablenkung $J_0/2$ zu setzen ist, wenn wir z. B. für s_a nur den jeweiligen positiven Wert nehmen. Da die in der Praxis erzielten Ablenkungen meist nicht sehr groß sind, interessieren hauptsächlich die Intensitäten für Stellen $s_1 < a$; die entsprechende Integration von Gleichung (12) nach s gibt dafür

Schema der $\dfrac{qp}{n(n+1)}$ für $n = 3$

q \ p	-3	-2	-1	0	$+1$	$+2$	$+3$
-3	$+\frac{3}{4}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{4}$	0	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{4}$
-2	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{6}$	0	$-\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$
-1	$+\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{6}$	$+\frac{1}{12}$	0	$-\frac{1}{12}$	$-\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{4}$
0	0	0	0	0	0	0	0
$+1$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{12}$	0	$+\frac{1}{12}$	$+\frac{1}{6}$	$+\frac{1}{4}$
$+2$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{6}$	0	$+\frac{1}{6}$	$+\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{2}$
$+3$	$-\frac{3}{4}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	0	$+\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{4}$

$$J(s_1) = w_{n,q,p} \cdot J_0 \left\{ \left[e^{-y}(y+1) \right]_{\infty}^{\frac{s_a}{a-s_1}} + \left[e^{-y}(y+1) \right]_{\infty}^{\frac{s_a}{a+s_1}} \right\}. \tag{15}$$

Speziell für $s_1 = 0$:

$$J(0) = 2\,w_{n,q,p} \cdot J_0 \cdot e^{-\frac{s_a}{a}} \left(1 + \frac{s_a}{a} \right). \tag{16}$$

Die erzielte Schwächung $J(0)/J_0$ in der Strahlmitte hängt also natürlich vom Verhältnis der Ablenkung zur (halben) Strahlbreite ab; indem diese auch durch die Apparatur bedingt ist, können wir wegen Gleichung (11) C/a als das „Auflösungsvermögen" der Apparatur bezeichnen.

Wenn wir nun $e^{-\frac{s_a}{a}}(1 + s_a/a) = F(s_a/a)$ setzen und über alle Paare unter Benutzung von Gleichung (13) summieren, so folgt, daß wir darin wegen der positiven s_a im Zähler nur über die positiven Hälften aller Paare zu summieren haben, im Nenner dagegen über alle Zustände mit $qp/n(n+1) \neq 0$; das gibt (vgl. Schema):

$$\frac{J(0)}{J_0} = \frac{2 \sum\limits_{n=0}^{\infty} \sum\limits_{q=+1}^{q=+n} \sum\limits_{p=+1}^{p=+n} 2 e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}} F\left(\frac{s_a}{a}\right)}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} 4 \sum\limits_{q=+1}^{q=+n} \sum\limits_{p=+1}^{p=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}} = \frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} \sum\limits_{q=+1}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}} \sum\limits_{p=+1}^{p=+n} F\left(\frac{s_a}{a}\right)}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} n \sum\limits_{q=+1}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}}. \tag{17}$$

Für $s_a = 0$ erhält man $J(0)/J_0 = 1$, wie es sein muß. Es ist aber wohl zu beachten, daß $J(0)$ und J_0 sich hier lediglich auf die abgelenkten Moleküle beziehen und daß daher von den gemessenen Intensitäten mit und ohne Feld zunächst, ehe man Gleichung (17) anwenden darf, die unabgelenkten Moleküle abzuziehen sind. Deren Anzahl, bezogen auf die Gesamtzahl aller Moleküle, ergibt sich daraus, daß (vgl. Schema) nicht abgelenkt werden

1. alle Moleküle mit $q = 0$ und beliebigem p,
2. alle Moleküle mit $p = 0$ und beliebigem $q \neq 0$.

Die entsprechenden Summationen über Gleichung (13) ergeben dafür:

$$\frac{J_0'}{J_0} = \frac{\sum\limits_{n=0}^{\infty} \left[e^{-\frac{E_{n,0}}{kT}} \cdot (2n+1) + 2 \sum\limits_{q=+1}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}} \right]}{\sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1) \sum\limits_{q=-n}^{q=+n} e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}}. \tag{18}$$

Zur Auswertung der Versuche ist es also nötig, zunächst die $e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}$ zu berechnen für alle Zustände, die noch merklich zur Zustandsumme [Nenner in Gleichung (13)] beitragen, was nach Gleichung (7) die Kenntnis der Trägheitsmomente erfordert. Die Ausführung der Summen in Gleichungen (17) und (18) wird dann keine besondere Mühe machen mit Ausnahme beim Zähler in Gleichung (17), weil man dort unter Annahme eines bestimmten μ für jedes n die Funktion $F(s_\alpha/a)$ n^2-mal ausrechnen muß, was also z. B. bei Benutzung aller Zustände von $n = 0$ bis $n = 7$ 140mal zu geschehen hätte.

Die hier durchgeführten Überlegungen geben uns auch die Möglichkeit, festzustellen, unter welchen Bedingungen im feldbeeinflußten Strahl das Triplett, das bei einheitlicher Geschwindigkeit aller Moleküle stets zu sehen wäre, erscheint. Denn aus Gleichung (15) folgt durch Differenzieren, daß man in $s = 0$ ein Maximum der Intensität der abgelenkten Moleküle für $s_\alpha < 3a$ und ein Minimum für $s_\alpha > 3a$ hat. Nur im letzten Fall kann das Triplett auftreten, also nur, wenn man das Auflösungsvermögen der Apparatur C/a so groß machen kann, daß für die überwiegende Zahl der Moleküle dieser Bedingung genügt wird.

Aber auch wenn das nicht gelingt, so zeigt sich doch das Vorhandensein des linearen Effektes sofort durch seine Größe, die die des quadratischen Effekts weit übertrifft. Um das Verhältnis abzuschätzen, gehen wir aus von der in beiden Fällen gültigen Gleichung (5) bzw. (10), die wir in die Form bringen können: $s_\alpha/a = \mu' \cdot C/a$. Im Falle des linearen Effekts ist hier $\mu' = q p/n(n+1)\mu$ zu setzen. Der Mittelwert der $qp/n(n+1)$ wird, auch mit Berücksichtigung der statistischen Gewichte, mit $1/_{10}$ eher zu niedrig gegriffen sein (vgl. das Schema). Beim quadratischen Effekt ist nach Gleichung (4) $\mu' = \frac{\mu^2}{2kT} \cdot \mathfrak{E}$, wenn man die dortige „Normalablenkung" mit $E_r = kT$, $\varphi = 0$ zugrunde legt. Damit folgt, daß bei gleichem Moment μ und gleichem Auflösungsvermögen der Apparatur C/a sich die Ablenkungen im linearen und quadratischen Fall verhalten etwa wie $kT : 5\mu\mathfrak{E}$. Mit $kT = 4 \cdot 10^{-14}$ erg (Zimmertemperatur), $\mu = 10^{-18}$ e. stat. CGSE und der bei solchen Versuchen üblichen Feldstärke von etwa $\mathfrak{E} = 200$ CGSE hat dies Verhältnis den Wert 40, so daß unter allen Umständen der lineare Effekt dem quadratischen um über eine Größenordnung überlegen ist.

Versuche über ihn lagen aber bisher nicht vor. Deshalb wurden solche mit Molekularstrahlen des Ammoniaks durchgeführt, dessen Molekül (NH_3) den hier gemachten Voraussetzungen entspricht. Weil ihre Besprechung größeren Raum erfordert, soll sie einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben.

Zusammenfassung

Durchlaufen unangeregte Moleküle ein inhomogenes elektrisches Feld, so kann ihre Energieänderung und Ablenkung grundsätzlich nur der Feldstärke oder deren Quadrat proportional sein, je nachdem, ob ihr Moment eine Komponente in der thermischen Rotationsachse hat oder senkrecht auf dieser steht. Bisher liegen nur Messungen über den quadratischen Effekt vor, die aber in dem einzigen Fall (HCl), wo ein Vergleich mit der Methode der Dielektrizitätskonstantenmessung möglich ist, zu einer erheblichen Diskrepanz geführt haben (J. Estermann und R. G. Fraser). Eine kritische Besprechung der benutzten Auswertungsmethode der Molekularstrahlversuche zeigt aber, daß in dieser und nicht in den Messungen die Ursache dafür liegt, und daß bei richtiger Berechnung der Unterschied unbedenklich wird. Allgemein liefert diese Betrachtung eine quantitative Formulierung auch der experimentellen Bedingungen, die einzuhalten sind, wenn die Molekularstrahlmethode zuverlässige, mit den Ergebnissen anderer Methoden konkurrenzfähige Resultate geben soll und die bisher nicht immer erfüllt waren. Im zweiten Teil wird der bisher noch nicht untersuchte Lineareffekt behandelt und gezeigt, daß dabei ein Teil der Moleküle überhaupt nicht und die übrigen symmetrisch nach beiden Seiten aus dem ursprünglichen Strahl abgelenkt werden. Während der Lineareffekt der Methode der Dielektrizitätskonstantenmessung grundsätzlich entgeht, ist er der Molekularstrahlmethode zugänglich und bei ihr dem quadratischen Effekt um über eine Größenordnung überlegen, weshalb erstmalig die Formeln zur Auswertung entsprechender Versuche entwickelt werden.

Für wertvolle Hinweise bezüglich des zweiten Teils dieser Arbeit bin ich Herrn Prof. Dr. P. Debye sehr dankbar.

Berlin-Charlottenburg, Januar 1940.

(Eingegangen 27. Januar 1940)

Linearer Effekt des elektrischen Feldes beim Molekularstrahlversuch mit Ammoniak

Von H. Scheffers

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

Die bisherigen quantitativen Versuche über das Verhalten von Atom- und Molekularstrahlen im elektrischen Feld haben alle das gemeinsame Merkmal, daß die erzielten Effekte (Energieänderung und Ablenkung) proportional dem Quadrat der elektrischen Feldstärke waren. Das ist dadurch verursacht, daß in allen Fällen nur induzierte, also der Feldstärke proportionale elektrische Momente direkt gemessen wurden; bei den Atomen deshalb, weil diese überhaupt kein permanentes Moment haben, bei den bisher allein untersuchten zweiatomigen Molekülen deshalb, weil sich durch die thermische Rotation des Hantelmodells das permanente Moment wegmittelt und lediglich die Störung der Rotation durch das Feld der Entstehung eines der Feldstärke proportionalen „effektiven" Moments veranlaßt. Weil nun die Energieänderung des Atoms bzw. Moleküls im Felde dem Produkt aus effektiven Moment und Feldstärke und die Ablenkung dem Produkt aus diesem Moment und Feldstärkegradient proportional ist, folgt hieraus der quadratische Effekt, wie das in der vorangehenden Arbeit quantitativ formuliert wurde.

Danach ist ein linearer Effekt nur bei solchen Molekülen zu erwarten, bei denen sich trotz thermischer Rotation das permanente Moment nicht völlig wegmittelt, bei denen also die Rotationsachse nicht senkrecht auf der Momentrichtung steht. Es gelangt dann ein von der Feldstärke unabhängiges Moment direkt zur Messung, woraus nach dem oben Gesagten der lineare Effekt folgt. Natürlich wird er auch viel größer als der quadratische sein; das wurde ebenfalls in der vorangehenden Arbeit näher gezeigt, und es wurde dort auch dargelegt, daß der lineare Effekt der Methode der Dielektrizitätskonstantenmessung grundsätzlich entgeht. Für seinen deshalb wichtigen Nachweis kommen nur Moleküle mit mehr als zwei Atomen in Frage; unter ihnen sind durch verhältnismäßige Einfachheit solche ausgezeichnet, bei denen zwei der drei Trägheitsmomente gleich sind (symmetrische Kreisel). Daher wurde Ammoniak (NH_3) untersucht, dessen Molekülmodell bekanntlich eine Pyramide mit dem Stickstoffatom als Spitze ist, so daß permanentes Moment μ und Figurenachse mit der Pyramidenhöhe zusammenfallen.

1. Versuchsanordnung

Die Anordnung für diese Experimente zeigt Abb. 1, an Hand deren das Verfahren erläutert werde. Nachdem die ganze Apparatur auf Hochvakuum (Kontrolle durch die Mac-Leod-Manometer) ausgepumpt ist, wird reines wasserfreies Ammoniakgas bis zum geschlossenen Hahn 2 und bis auf Atmosphärendruck (Manometer 1) in das Kondensationsgefäß geleitet. Dieses wird dann in flüssige Luft getaucht und durch Pumpen über dem kondensierten Ammoniak werden eventuelle Reste von Stickstoff und Sauerstoff entfernt. Durch Öffnen des Hahnes 2 strömt nach Wegnahme der flüssigen Luft das Ammoniak in das große Vorratsgefäß (10 Liter), wo sich ein Druck von 15–20 mm (Manometer 2) herstellt. Dann läßt man das Gas nur durch die Glaskapillare in den Raum hinter dem ersten Spalt S_1 stationär strömen; die Kapillare ist so bemessen, daß dort ein Druck von 0,7 bis 0,8 mm entsteht, dessen Konstanz mit einem Gaedeschen Vakuuskop kontrolliert wird. Zwischen den beiden 3 cm voneinander entfernten Metallspalten S_1 und S_2 wird natürlich dauernd gepumpt, und außerdem befindet sich dort ein durchbohrter Kühler mit flüssiger Luft zur Entfernung der Streustrahlung, wodurch ein Druck von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mm sich einstellt. Der durch den Spalt S_1 (Breite $^2/_{100}$ mm, Höhe 3 mm) und den Spalt S_2 (Breite $^3/_{100}$ mm, Höhe 3 mm) begrenzte Molekularstrahl durchläuft in 1 mm Abstand vom inneren Zylinder achsenparallel einen halbteilig ausgeführten $l_1 = 5$ cm langen Zylinderkondensator K mit den Radien $R = 3{,}5$ und $\varrho = 1{,}5$ mm und trifft schließlich nach einem weiteren Weg von $l_2 = 1{,}05$ cm auf das Meßgerät M. Beide Zylinderteile des Kondensators sind durch eine Bernsteinisolation mechanisch miteinander verbunden, und der eine Teil ist an die Hochspannung (Gleichstrommaschine) angeschlossen, während der andere Teil über das Apparatgehäuse geerdet ist. Denn der Kondensator und das Meßgerät sind auf einem gemeinsamen metallischen Träger T montiert, was eine zuverlässige Justierung ermöglicht, indem dieser in den ebenfalls metallisch ausgeführten Mittelteil der Apparatur eingelötet ist. Aus Glas hingegen besteht die den Raum hinter S_2 begrenzende Hülle, die mit einem Schliff versehen hochvakuumdicht („Klebevakuum") auf dem Metallschliff des Mittelteils sitzt. An ihr befinden sich eine Klappe, die den Strahl vom Meßgerät abzusperren gestattet, die elektrischen Zuführungen und insbesondere die mit Hilfe eines Triebes zu betätigende Führung des Meßgeräts durch den Strahl, dessen jeweilige Stellung an einer Trommel (1 Trommelteil $= 4 \cdot 10^{-3}$ cm) abgelesen wird.

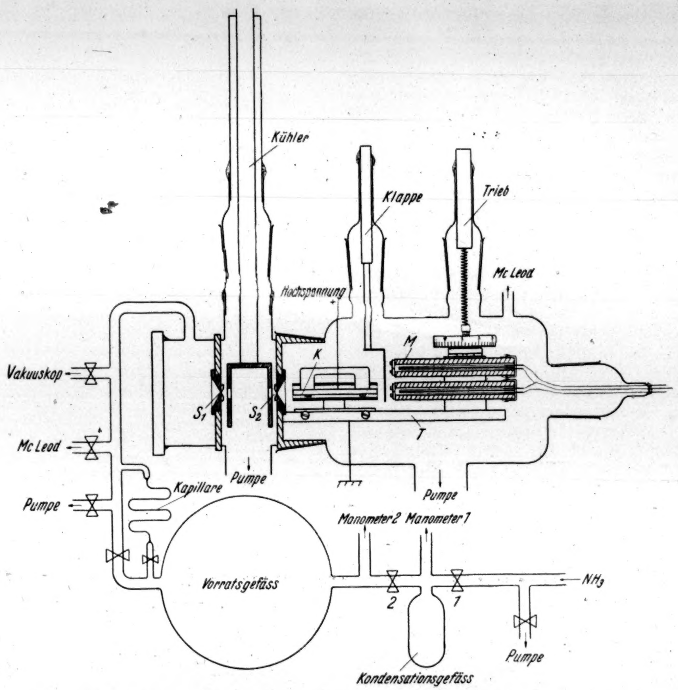


Abb. 1. Versuchsanordnung für Ammoniak-Molekularstrahlen.

Dieses Meßgerät selbst beruht auf einer von Knauer und Stern[1]) in die Molekularstrahltechnik eingeführten Methode: der Molekularstrahl trifft auf den Spalt eines im übrigen geschlossenen Gefäßes und erzeugt darin einen Druck, dessen Größe mit Hilfe eines Hitzdrahtmanometers gemessen wird. Während jedoch bei den genannten Autoren sich nur der Auffangespalt im Apparat befand und durch ein Röhrchen mit dem außerhalb des Apparats aufgestellten und in flüssige Luft getauchten Manometer verbunden war, wurde hier das Manometer im Apparat angebracht, seine Wände aus Nickel statt aus Glas hergestellt und auf ihre Kühlung mit flüssiger Luft verzichtet, ähnlich wie bei den Versuchen von Estermann und Fraser bei *HCl*[2]). Es war das nötig wegen der möglichen Absorption des Ammoniak an Glaswänden und wegen seiner leichten Kondensierbarkeit, bedingt jedoch natürlich eine erhebliche Verminderung an Empfindlichkeit gegenüber der ursprünglichen Methode, weil die durch das Gas abgeleitete Wärmemenge proportional ist der Temperaturdifferenz zwischen Manometerdraht und Umgebung. Dieser ist zwecks Erhöhung der Wärmeabgabe ein Platinband von etwa 12 cm Länge, $^{6}/_{100}$ mm Breite und $^{4}/_{1000}$ mm Dicke, das von einem Glashaken gehalten wird, der seinerseits in einem das Manometer rückseitig verschließenden eingesiegelten gläsernen Isolationsstück steckt, durch das auch die elektrischen Zuleitungen gehen. Auf der Vorderseite des Manometers befindet sich der Auffangespalt in der Form eines Kanals von 3 mm Höhe, 0,05 mm Breite und 0,8 mm Tiefe. Sein verhältnismäßig geringer Strömungswiderstand ist zwar ungünstig für die Empfindlichkeit, bedingt aber, weil außerdem das Manometervolumen sehr klein (etwa 1,4 cm^3)

1) F. Knauer und O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **53**, 766, 1929.

2) J. Estermann und R. G. J. Fraser, Journ. Chem. Phys. **1**, 390, 1933.

ist, eine schnelle Einstellung des Enddrucks in wenigen Sekunden. Das ist wichtig für die Messungen der Widerstandsänderungen des Manometerdrahts in der Wheatstoneschen Brücke, deren Zweige aus zwei Präzisionskurbelwiderständen, dem Meßmanometer und dem ihm genau gleichen Kompensationsmanometer (welches alle nicht durch den Strahl verursachten Schwankungen mitmacht) bestanden. Denn die Empfindlichkeit dieser Anordnung, bei der ein Siemens-Super-Galvanometer als Anzeigeinstrument diente, wächst mit steigendem Belastungsstrom, und wurde dieser, der zugleich als Heizstrom dient, auf etwa $5 \cdot 10^{-3}$ Amp. gebracht, so entstand bereits durch thermische Störungen eine geringe Wanderung der Galvanometeranzeige, die bei den kurzen Einstelldauern aber dadurch eliminiert werden konnte, daß vor und nach jeder Ablesung durch Schließen der Klappe die „Nullstellungen" kontrolliert und gemittelt wurden. Die dadurch bedingte Unsicherheit der Messungen beträgt höchstens 2 mm, ziemlich unabhängig von der Größe des Ausschlags, so daß der relative Fehler mit wachsender Intensität abnimmt. Die Intensitätsverteilung im Strahl wurde erst ohne, dann mit Feld und schließlich wieder ohne Feld gemessen, und nur solche Messungen verwertet, bei denen die Intensitäten ohne Feld sich nicht merklich geändert hatten. Diese Ablesungen wurden hinsichtlich ihrer Sicherheit in keiner Weise durch die am Kondensator liegenden Spannungen, die 2400 bis 10000 Volt betrugen, gestört. Der richtige Strahlengang durch den Kondensator sowie die gleiche Höhe und Parallelität sämtlicher Spalte wurde durch optische Justierung gesichert, indem die ganze Apparatur durch eine hinten abschließende Glasplatte beleuchtet und ein in horizontaler und vertikaler Richtung verschiebbares Kathetometer verwandt wurde. Mit den aus dem Gesagten bereits zu entnehmenden Daten

$$l_1 = 5\,\text{cm},\ l_2 = 1{,}05\,\text{cm},\ r = 0{,}25\,\text{cm},\ \varrho = 0{,}15\,\text{cm},$$
$$R = 0{,}35\,\text{cm},\ T = 300\ \text{abs.}$$

läßt sich die für die Ablenkung wichtige Apparatkonstante (vgl. nächsten Abschnitt)

$$C = \frac{1}{4kT} \frac{V}{300 \ln\left(\frac{R}{\varrho}\right)} \cdot \frac{1}{r^2}\, l_1^2 \left(1 + \frac{2 l_2}{l_1}\right)$$

sowie die Feldstärke

$$\mathfrak{E} = \frac{V}{300 \ln\left(\frac{R}{\varrho}\right)} \cdot \frac{1}{r}$$

für jede Spannung V (in Volt) berechnen.

2. Versuchsergebnisse und Diskussion

In den Abb. 2 und 3 sind die Ergebnisse zweier Versuche, die sich im wesentlichen nur durch die angewandte Feldstärke $\mathfrak{E}$ unterscheiden, wiedergegeben. Als Ordinate ist der direkte Galvanometerausschlag (in mm) als Intensitätsmaß des Strahls aufgetragen, als Abszisse die Stellung des Auffängerspalts (in Trommelteilen, 1 Teil $= 4 \cdot 10^{-3}$ cm). Insgesamt liegen 8 derartige Versuche vor. Man sieht, daß die Feldwirkung in einer — bei Berücksichtigung der Meßunsicherheiten — symmetrischen beiderseitigen Verbreiterung und Intensitätsverminderung des ursprünglichen Strahls besteht; die **Moleküle werden also symmetrisch nach beiden Seiten abgelenkt**, was eine notwendige Folge des linearen Effekts ist, wie in der vorangehenden Arbeit gezeigt wurde.

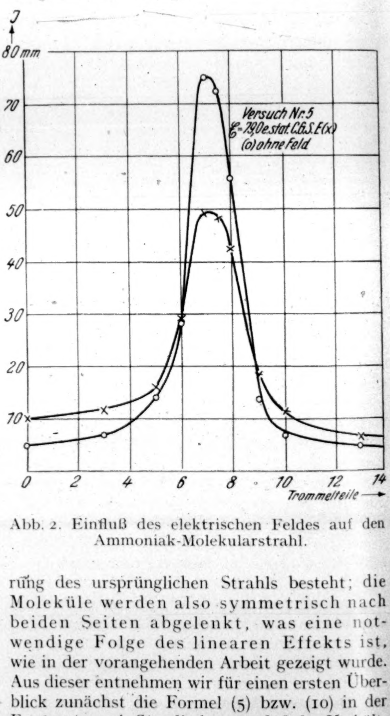


Abb. 2. Einfluß des elektrischen Feldes auf den Ammoniak-Molekularstrahl.

Aus dieser entnehmen wir für einen ersten Überblick zunächst die Formel (5) bzw. (10) in der Form $s_a/a = \mu' \cdot C/a$, die besagt, daß das Verhältnis der Ablenkung s_a der Moleküle (mit der wahrscheinlichsten Translationsenergie $E_a = kT$) zur mittleren halben Strahlbreite a proportional ist dem Auflösungsvermögen C/a der Apparatur und dem im Versuch „effektiv" werdenden Moment μ' in Feldrichtung. Diese ganz allgemein gültige Formel zeigt nun sofort, daß wir hier einen sehr anderen Feldeffekt haben als im

quadratischen Fall, für den als Beispiel frühere Messungen des Verfassers an KJ[1]) herangezogen werden mögen. Man kann nämlich auf Grund der angegebenen Versuchsdaten nachrechnen, daß damals trotz höherer Versuchstemperatur durch Verwendung stärkerer Felder und längerer Strahlwege die Auflösungskraft der Apparatur über siebenmal größer war als z. B. in dem jetzigen Fall der Abb. 2, und trotzdem waren dort die durch s_a/a bedingten Intensitätsänderungen nicht viel größer[2]) als hier, obwohl außerdem noch das permanente Moment des KJ mindestens viermal so groß ist wie das des NH_3. Bezogen auf gleiches Moment und Auflösungsvermögen ist also jetzt der Effekt viel stärker.

Um zu prüfen, ob es der lineare ist, ist zunächst nach der vorangehenden Arbeit

$$\mu' = \frac{qp}{n(n+1)} \cdot \mu$$

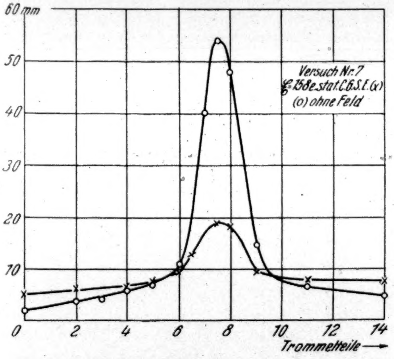


Abb. 3. Einfluß des elektrischen Feldes auf den Ammoniak-Molekularstrahl.

zu setzen, wo n die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses und q und p deren Komponenten in der Figurenachse und in der Feldrichtung sind $(-n \leqq q,\ p \leqq +n)$, so daß wir bei großen n μ' entstanden denken können durch aufeinanderfolgende Projektionen von μ auf die Impulsachse und die Feldrichtung. Da in C der der Feldstärke proportionale Feldgradient steht, folgt als Kriterium des Lineareffektes, daß für jedes Molekül in bestimmtem Zustand $(n, q, p$, Wahrscheinlichkeit $w_{n,q,p})$ wegen

$$s_a = \frac{qp}{n(n+1)} \cdot \mu \cdot C$$

die Ablenkung s_a proportional der Feldstärke $\mathfrak{E}$ sein muß. Betrachten wir nun zunächst nur die abgelenkten Moleküle $(p \neq 0,\ q \neq 0)$, so folgt wegen der Gleichheit der zugehörigen positiven und negativen $qp/n(n+1)$-Werte (vgl. das Schema in der vorangehenden Arbeit), daß wir sie zu symmetrischen Strahlenpaaren zusammenfassen können, deren jedem ein bestimmtes s_a entspricht. Berücksichtigung der Maxwell-Verteilung der Translationsenergien gibt dann, daß jedes solches s_a folgende Intensitätsschwächung in der Strahlmitte bewirkt [Formel (16) vorangehender Arbeit]

$$\frac{J(0)}{J_0} = 2\,w_{n,q,p}\, e^{-\frac{s_a}{a}}\left(1 + \frac{s_a}{a}\right). \qquad (1)$$

Die gesamte resultierende Schwächung wird erhalten durch Summation so vieler derartiger Ausdrücke, als es Paare gibt. Deren Anzahl ist sehr groß; denn es wird sich zeigen, daß alle Niveaus von $n = 0$ bis $n = 7$ zu berücksichtigen sind, womit man insgesamt (vgl. Schema vorangehender Arbeit) $2(1^2+2^2+3^2+4^2+5^2+6^2+7^2) = 280$ Paare und s_a-Werte hat. Weil deshalb die exakte Summation unter Berücksichtigung der verschiedenen $w_{n,q,p}$ sehr mühsam wird [Formel (17) vorangehender Arbeit], begnügen wir uns zunächst mit einer summarischen Methode, die für die bloße Feststellung der Linearität ausreicht. Wir denken uns nämlich die vielen Momente μ' ersetzt durch ein mittleres $\overline{\mu}'$, oder die vielen Strahlenpaare zusammengesetzt zu einem einzigen, das also einem resultierenden mittleren $\overline{s_a}$ entspricht; für dieses gilt dann — da die Wahrscheinlichkeit w nun $\frac{1}{2}$ ist — wie im magnetischen Fall einer einfachen Aufspaltung in nur zwei symmetrische Strahlen:

$$\left[\frac{J(0)}{J_0}\right]_{\text{red}} = e^{-\frac{\overline{s_a}}{a}}\left(1 + \frac{\overline{s_a}}{a}\right). \qquad (2)$$

Jedes einzelne s_a und also auch $\overline{s_a}$ sollte nun proportional der Feldstärke sein. $\left[\frac{J(0)}{J_0}\right]_{\text{red}}$ ist hier deshalb geschrieben, weil in Gleichung (2) nicht die direkt gemessenen $J(0)/J_0$-Werte[1]) einzusetzen sind, sondern man diese erst vorher wegen der nicht abgelenkten Moleküle zu reduzieren hat. Deren Anzahl gibt Formel (18) der vorangehenden Arbeit, die in einfacher Weise aus der Summation der Verteilungsfunktion $w_{n,q,p}$ über alle nicht abgelenkten Molekülen entsprechende Zustände erhalten wird. Ihrer

1) H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **35**, 425, 1934.
2) H. Scheffers, l. c., Abb. 5.

1) Die Korrektur auf „unendlich schmalen" Auffangespalt beeinflußt, wie festgestellt, diese Werte nur unwesentlich wegen der fast gleichen Krümmungen der Kurven in den Maximis.

RESEARCH LIBRARY
Westinghouse Research Laboratories
East Pittsburgh, Pennsylvania

Auswertung, die die Berechnung aller $e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}$ für alle in Frage kommenden Zustände (n, q) erfordert, müssen wir uns also zuerst zuwenden. $E_{n,q}$ ist als Rotationsenergie des Ammoniakkreisels gegeben durch Formel (7) der vorangehenden Arbeit, und man hat mit den bandenspektroskopischen Werten der Trägheitsmomente[1])

$$A = B = 2{,}78 \cdot 10^{-40} g \cdot cm^2,$$
$$C = 4{,}33 \cdot 10^{-40} g \cdot cm^2$$

und für Zimmertemperatur ($kT = 4{,}11 \cdot 10^{-14}$ erg) den Wert

$$\frac{E_{n,q}}{kT} = 10^{-2}[4{,}76\, n(n+1) - 1{,}70\, q^2]. \quad (3)$$

Hiermit wurden alle $e^{-\frac{E_{n,q}}{kT}}$ von $n = 0$ bis $n = 7$ für sämtliche Unterstufen q berechnet. Aus diesen Werten findet man zunächst mit der Verteilungsfunktion $w_{n,q}$ die Molekülverteilung über die verschiedenen Niveaus n (Zahlentafel I); für das danach am stärksten besetzte Niveau $n = 3$ wird für spätere Zwecke noch die Verteilung über die Unterstufen wiedergegeben (Zahlentafel Ia).

Zahlentafel I

Niveau n	Proz. aller Moleküle
0	4,4
1	12,1
2	17,0
3	18,7
4	17,1
5	13,9
6	10,2
7	6,5

Zahlentafel Ia

$n = 3$ Stufe q	Proz. aller Moleküle
0	2,5
± 1	5,0
± 2	5,4
± 3	5,8
	Summe: 18,7

Weiterhin folgt mit Formel (18) der vorangehenden Arbeit, daß 22 Proz. aller Moleküle überhaupt nicht abgelenkt werden. Mit dieser Feststellung und mit Gleichung (2) können nun aus den gemessenen $J(0)/J_0$ und a die $\overline{s_\alpha}$ berechnet werden. Die Resultate für alle Versuche zeigt Zahlentafel II, die durch Hinzufügung der aus den Apparaturkonstanten folgenden C/a-Werte vervollständigt ist.

Zahlentafel II

Nr. des Versuchs	𝔈 in e. stat. CGSE	$\frac{J(0)}{J_0}$	$\left[\frac{J(0)}{J_0}\right]_{red}$	$\frac{\overline{s_\alpha}}{a}$	a in [cm]	$\overline{s_\alpha}$ in [cm]	$\frac{C}{a}$ in $[cm^{-5/2} g^{-1/2} sec^{-1}]$
1	37,9	0,87	0,83	0,73	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$3{,}5 \cdot 10^{-3}$	$6{,}83 \cdot 10^{18}$
2	39,5	0,84	0,80	0,82	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$3{,}9 \cdot 10^{-3}$	$7{,}12 \cdot 10^{18}$
3	75,8	0,68	0,59	1,40	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$6{,}8 \cdot 10^{-3}$	$13{,}7 \cdot 10^{18}$
4	75,8	0,63	0,53	1,58	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	$6{,}8 \cdot 10^{-3}$	$14{,}9 \cdot 10^{18}$
5	79,0	0,65	0,55	1,52	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$7{,}2 \cdot 10^{-3}$	$14{,}2 \cdot 10^{18}$
6	83,7	0,64	0,54	1,55	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$7{,}6 \cdot 10^{-3}$	$15{,}1 \cdot 10^{18}$
7	158	0,35	0,167	3,23	$4{,}4 \cdot 10^{-3}$	$14{,}4 \cdot 10^{-3}$	$31{,}0 \cdot 10^{18}$
8	158	0,41	0,24	2,75	$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	$13{,}2 \cdot 10^{-3}$	$28{,}4 \cdot 10^{18}$

Trägt man nun die hier angegebenen $\overline{s_\alpha}$ als Funktion der zugehörigen 𝔈 auf, so läßt sich durch die entsprechenden Punkte tatsächlich eine Gerade legen, die überdies, wie nötig, auch durch den Nullpunkt geht (Abb. 4); denn der verbleibende sehr kleine Wert von $\overline{s_\alpha}$ für $𝔈 = 0$ liegt innerhalb der Fehlergrenzen und kann außerdem auch daher kommen, daß die Schematisierung der Intensitätsverteilung des feldfreien Strahls durch ein Rechteck der Breite $2a$ einen kleinen systematischen Fehler bedingt. Die größere Streuung der Punkte für die höchste verwandte Feldstärke ist verursacht durch die dabei verhältnismäßig kleine und daher nicht so genau meßbare Intensität des feldbeeinflußten

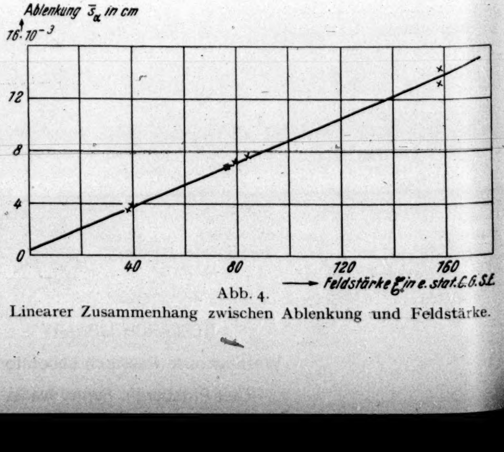


Abb. 4.
Linearer Zusammenhang zwischen Ablenkung und Feldstärke.

1) N. Wright und H. M. Randall, Phys. Rev. **44**, 391, 1933.

Strahls, und überhaupt sind die Abweichungen der Punkte von der Geraden nicht größer, als den Unsicherheiten der Messungen (vgl. Abschnitt 1) entspricht. Bemerkt sei noch, daß ohne Abzug der nicht abgelenkten Moleküle man $\overline{s_\alpha}$-Werte erhält, die schwächer als proportional mit $\mathfrak{E}$ wachsen. Die Annahme derartiger Moleküle ist also notwendig.

Während hiermit die Proportionalität zwischen Ablenkung und Feldstärke, d. h. der lineare Effekt, nachgewiesen und damit das Hauptziel der Arbeit erreicht ist, erhebt sich nun noch die weitere Frage nach der Größe des elektrischen Moments. Zu ihrer Beantwortung ist es nötig, die Ausdrücke (1) (s. oben) exakt zu summieren, wodurch man zur Formel (17) der vorangehenden Arbeit gelangt. Ihrer Auswertung wurde zunächst der zur Zeit wahrscheinlichste Wert des Ammoniakmoments[1]) ($\mu = 1{,}46 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE nach Dielektrizitätskonstantenmessungen) und der Versuch Nr. 4 zugrunde gelegt, der nach seiner Übereinstimmung mit Nr. 3 (Zahlentafel II) und nach der Darstellung in Abb. 4 besonders zuverlässig erscheint; für ihn hat man

$$\frac{s_\alpha}{a} = \frac{q p}{n(n+1)} \cdot \frac{\mu C}{a} = \frac{q p}{n(n+1)} \cdot 21{,}7 \, .$$

Hiermit sollte sich für $J(0)/J_0$, weil unsere Formel sich nur auf die abgelenkten Moleküle bezieht, nach Zahlentafel II der Wert 0,53 ergeben. Bei der numerischen Berechnung wurden alle Niveaus von $n = 0$ bis $n = 7$ berücksichtigt; der Nenner in Gleichung (17) wird leicht durch direkte Summation erhalten, und auch bei der Berechnung der Beiträge der einzelnen Niveaus zum Zähler wurden für $n = 1, 2, 3, 4$ die Summationen in den entsprechenden Ausdrücken direkt ausgeführt; für $n = 5, 6, 7$ wurde das aber zu umständlich, weil für jedes n man je n^2 Terme zu berechnen und zu addieren hat. Weil außerdem nach Zahlentafel I diese Niveaus nicht mehr zu den am meisten vertretenen gehören, wurde bei ihnen von der vereinfachenden Integraldarstellung — also kontinuierliche Verteilung von p angenommen — Gebrauch gemacht:

$$\sum_{p=1}^{n} F\left(\frac{s_\alpha}{a}\right) = \int_{p=1}^{p=n} e^{-\frac{q p}{n(n+1)} \cdot 21{,}7} \left(1 + \frac{q p}{n(n+1)} \cdot 21{,}7\right) dp \, ,$$

wobei das Integral leicht geschlossen auszuwerten ist.

Das Resultat der Berechnung ist nun

$$\frac{J(0)}{J_0} = 0{.}09 \, .$$

Die starke Abweichung vom erwarteten Wert ist nicht auf diese nur angenäherte Berechnung bei den höheren Niveaus zurückzuführen. Denn schon, wenn man überhaupt nur die am meisten besetzten und exakt berechneten Niveaus $n = 2, 3, 4$ (die zusammen mehr als die Hälfte aller Moleküle enthalten) berücksichtigt, erhält man ungefähr denselben, viel zu niedrigen Wert. Um also Übereinstimmung mit den Messungen zu bekommen, muß man dem Ammoniak ein viel geringeres Moment, dem ja dann eine viel geringere Intensitätsschwächung entspricht, zuschreiben. Deshalb wurde die Rechnung nochmals unter Annahme eines Momentswerts $\mu = \frac{1}{5} \cdot 1{,}46 \cdot 10^{-18} = 0{,}29 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE wiederholt, wobei sich nun $J(0)/J_0 = 0{,}60$ ergab. Man interpoliert daraus, daß ungefähr $\mu = 0{,}5 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE den Beobachtungen entspricht; eine genauere Berechnung auf Grund unserer Messungen ist zweifellos möglich, doch lohnt das die Mühe kaum, ehe nicht überhaupt die Ursache der großen Diskrepanz geklärt ist.

Aber auch ohne diese umständliche Rechnung ergibt schon der bloße Überblick, daß unsere Versuche nicht mit einem Momentwert $= 1{,}46 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE in Einklang zu bringen sind. Nehmen wir z. B. den am meisten vertretenen Zustand $n = 3$, so findet man aus dem entsprechenden Schema in der vorangehenden Arbeit, daß der Mittelwert aller nicht verschwindenden $qp/n(n+1)$-Werte $\frac{1}{3}$ ist; danach sollte im Mittel ungefähr ein Drittel des wahren Moments in der Ablenkung „effektiv" werden ($\mu' = \frac{1}{3}\mu$). Das ändert sich auch nicht sehr, wenn man die verschiedenen statistischen Gewichte der Einzelmomente berücksichtigt; denn diese hängen nach der vorangehenden Arbeit sowieso nicht von p ab, und auch für die verschiedenen q innerhalb eines gegebenen n sind sie nicht allzusehr verschieden (vgl. z. B. Zahlentafel Ia, nach der jeder einzelnen Stufe q 2,5 bis 2,9 Proz. aller Moleküle zukommt). Effektive Momente dieser Größe bedingen aber viel größere Ablenkungen und Intensitätsschwächungen, als sie beobachtet wurden. Unter den Bedingungen des Versuchs Nr. 4 z. B. entspricht ihnen ein mittleres $\overline{s_\alpha} = \frac{1}{3}\mu \cdot C \approx 32 \cdot 10^{-3}$ cm und $\overline{s_\alpha}/a \approx 7{,}2$, während (Zahlentafel II) die den Messungen entsprechenden Werte dieser Größen über viermal

1) Literatur vgl. letzten Abschnitt.

kleiner sind; und auch schon die bloße Betrachtung der diesem Versuch annähernd entsprechenden Abb. 2 (Versuch Nr. 5) lehrt, daß die weitaus überwiegende Zahl der Moleküle nur Ablenkungen ganz erheblich kleiner als 8 Trommelteile (1 Trommelteil $= 4 \cdot 10^{-3}$ cm) erfahren haben kann.

Die Diskrepanz verpflichtet uns nachzusehen, ob die Voraussetzungen der benutzten Theorie hier erfüllt sind. Die erste war — vgl. die vorangehende Arbeit — $\mu \mathfrak{E} \Big/ \frac{h^2}{8\pi^2 A} \ll 1$ und die Möglichkeit, das quadratische Glied in der dortigen Formel (8) gegenüber dem linearen zu vernachlässigen. Nun ist für die höchsten hier verwandten Feldstärken ($\mathfrak{E} = 158$ e. stat. CGSE) und $\mu = 1{,}46 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE $\mu \mathfrak{E} \Big/ \frac{h^2}{8\pi^2 A} \approx 0{,}1$. Ferner sieht man leicht, daß die größten $\Psi_{n,q,p}$ für $q = p = 0$ erhalten werden und daß dann die Differenzen zweier aufeinanderfolgender $\Psi_{n,0,0}$ durchschnittlich kleiner als 0,1 sind; selbst für unsere stärksten Felder ist also der Faktor von μ im zweiten quadratischen Glied im Mittel kleiner als 0,01, während der Faktor von μ im ersten Glied $(qp/n(n+1))$ im Mittel größer als 0,1 ist, wie schon früher dargelegt wurde. Ebenso wie der quadratische Effekt durfte daher auch der Einfluß der Deformationspolarisation, der bekanntlich eher noch kleiner als der quadratische Effekt ist, vernachlässigt werden. Ebenfalls unbedenklich ist die Annahme gleicher Wahrscheinlichkeit der Zustände mit gleichem n, q aber verschiedenem p; denn nach der vorangehenden Arbeit ist dafür $\mu \mathfrak{E}/E_{n,q} \ll 1$ hinreichend, was mit den obigen Werten von μ, $\mathfrak{E}$ und den aus Gleichung (3) folgenden Werten von $E_{n,q}$ — natürlich mit Ausnahme des rotationslosen Zustandes $n = 0$ — stets der Fall ist.

Indem die Voraussetzungen der Theorie erfüllt sind, wollen wir noch kurz die weitere Folgerung aus ihr besprechen: Ob nämlich bei uns im feldbeeinflußten Strahl das „Triplett", bedingt durch die nicht abgelenkten Moleküle in der Mitte und die gleich stark abgelenkten Moleküle auf beiden Seiten, hätte erscheinen müssen. Natürlich können diese drei Maxima wegen der Geschwindigkeitsverteilung erst bei genügender Ablenkung sichtbar werden; diese Bedingung formuliert sich nach der vorangehenden Arbeit zu $\overline{s_a} > 3a$. Nun ist bei unserem stärksten Feld (Abb. 3, Versuch Nr. 7 in Zahlentafel II) $\overline{s_a}/a = 3{,}2$. Zieht man bei Abb. 3 im Bereich des feldfreien Strahls von dem feldbeeinflußten Strahl die nicht abgelenkten 22 Proz. (s. oben) der Intensität des feldfreien Strahls ab, d. h. in der Mitte $54 \cdot \frac{22}{100} = 12$ mm, so bleiben dort für den feldbeeinflußten Strahl nur $19 - 12 = 7$ mm Intensität übrig; es liegt also für diesen in der Mitte gerade schon ein sehr schwaches Minimum vor, weil seine seitlichen Intensitäten außerhalb des feldfreien Strahls etwa 8 mm betragen. Man befindet sich also tatsächlich an der Grenze, und bei weiterer Steigerung des dem $\overline{s_a}/a$ proportionalen Auflösungsvermögens C/a sollten auch die seitlichen Maxima hervortreten. Indessen sieht man aus Abb. 3 aber auch, daß bei Anwendung noch stärkerer Felder und noch schmalerer Strahlen die Ablenkungen so groß und damit die Intensitäten so klein würden, daß die Ausmessung der immerhin schwachen Maxima nicht mehr einwandfrei möglich wäre, weshalb von der Ausführung solcher Versuche abgesehen wurde, die zudem prinzipiell überflüssig sind. Denn das Vorhandensein beiderseits abgelenkter Moleküle zeigen schon Abb. 2 und 3, und nur mit Annahme auch nicht abgelenkter Moleküle ergab sich der lineare Effekt (s. oben).

3. Schlußbemerkungen

Zusammenfassend können wir sagen, daß die Versuchsresultate an Ammoniakmolekularstrahlen sämtliche Gesetzmäßigkeiten des linearen Effekts einwandfrei zeigen, daß aber die absolute Größe des elektrischen Moments sich zu etwa $0{,}5 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE ergibt, also zu einem viel kleineren Wert, als aus den Messungen der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von Ammoniakgas folgt. Denn aus diesen ergibt sich als wahrscheinlichster Wert $\mu = 1{,}46 \cdot 10^{-18}$ e. stat. CGSE[1]), und die Ergebnisse der verschiedenen Autoren stimmen so weit überein, daß von einer Erklärung der Differenz durch Versuchsfehler keine Rede sein kann. Bemerkt sei aber, daß sich bei den exaktesten neueren Versuchen[2]) gerade bei NH_3 insofern systematische Anomalien zeigten, als die Molekularpolarisation mit abnehmender Gasdichte abnahm, während sie im allgemeinen unabhängig von dieser ist, wie es die Debyesche Theorie voraussetzt. Vielleicht wäre es also möglich, daß die lineare Extrapolation von den großen Versuchsdichten auf die Dichte Null, wie sie dort vorgenommen wurde, nicht zulässig ist, so daß

1) M. Jona, Physik. Zeitschr. **20**, 14, 1919; C. T. Zahn, Phys. Rev. **27**, 455, 1926; H. E. Watson, Proc. Roy. Soc. (A) **117**, 43, 1927; H. H. Uhlig, J. G. Kirkwood und F. G. Keyes, Journ. Chem. Phys. **1**, 155, 1933. Übersicht in dem Artikel „Dielektrische Polarisation" von O. Fuchs und K. L. Wolf, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 6, I, Leipzig 1935.

2) F. G. Keyes und J. G. Kirkwood, Phys. Rev. **36**, 1570, 1930; H. H. Uhlig, J. G. Kirkwood und F. G. Keyes, l. c.

also bei der Dichte Null (oder der sehr geringen Dichte im Molekularstrahlversuch) die Molekularpolarisation und damit das Moment in Wirklichkeit erheblich geringer ausfiele[1]). Etwas auffällig erscheint auch, daß sich für PH_3 und AsH_3 die Momentwerte zu nur $0{,}55 \cdot 10^{-18}$ und $0{,}16 \cdot 10^{-18}$ ergaben[2]); die entsprechenden Molekülmodelle sind auch Pyramiden mit erheblich größeren Trägheitsmomenten[3]) als bei NH_3; ihre Abmessungen sind nicht bekannt, während bei NH_3 die Pyramidenhöhe nur $0{,}3 \cdot 10^{-8}$ cm beträgt bei Seitenlängen von $1{,}04 \cdot 10^{-8}$ und $1{,}72 \cdot 10^{-8}$ cm[4]). Ob nun trotz dieser Flachheit die NH_3-Pyramide ein soviel größeres Moment als PH_3 und AsH_3 haben kann, läßt sich freilich theoretisch angesichts der bekannten Schwierigkeit einer Berechnung der Molekülmomente wohl kaum entscheiden.

Sollten aber, wie wohl möglich, die hier vorgebrachten Gesichtspunkte nicht stichhaltig sein, so bleibt als einzige Erklärungsmöglichkeit der Diskrepanz, daß in den von uns der Auswertung des Moments zugrunde gelegten Ansätzen ein Fehler enthalten ist. Einen Hinweis, wo dieser zu suchen wäre, gibt uns die oben durchgeführte Näherungsbetrachtung, bei der aus dem Schema der $qp/n(n+1)$-Werte geschlossen wurde, daß ungefähr ein Drittel des wahren Moments in der Ablenkung „effektiv" werden sollte. Dieser Schluß wäre nicht mehr zulässig, falls den Zuständen mit großen q und p ein erheblich geringeres statistisches Gewicht zukäme, als wie aus Gleichung (3) unter Verwendung der Verteilungsfunktion abgeleitet wurde, was z. B. der Fall wäre, wenn der Wert eines Trägheitsmomentes nicht stimmte.

Zusammenfassung

Während die bisherigen Versuche über das Verhalten von Atom- und Molekularstrahlen im elektrischen Feld alle das gemeinsame Merkmal haben, daß die erzielten Effekte (Energieänderung und Ablenkung) proportional dem Quadrat der Feldstärke sind, ist bei Ammoniakmolekülen ein viel größerer linearer Effekt zu erwarten, der zudem der Methode der Dielektrizitätskonstantenmessung grundsätzlich entgeht. Die hier nach Beschreibung der Versuchsanordnung, deren wichtigster Teil die Meßmethode der Strahlintensität ist, angeführten Meßresultate zeigen, daß bei Ammoniakmolekülen in der Tat der Effekt viel größer als sonst und linear ist; ferner wird ein merklicher Teil der Moleküle gar nicht und die übrigen Moleküle symmetrisch nach beiden Seiten aus dem ursprünglichen Strahl abgelenkt. Dies alles verlangt auch die Theorie des symmetrischen Kreisels im elektrischen Feld, deren Voraussetzungen hier erfüllt sind, wie gezeigt wird. Nur die absolute Größe des elektrischen Moments ergibt sich als etwa dreimal kleiner als wie nach den Dielektrizitätskonstantenmessungen; die möglichen Ursachen dieser Diskrepanz, die nicht in den Messungen selbst liegen können, werden besprochen.

Für verständnisvolle Hilfe beim Aufbau der Apparatur und bei der Durchführung der Messungen bin ich dem Techniker Herrn F. Langer sehr dankbar.

Berlin-Charlottenburg, Januar 1940.

(Eingegangen 27. Januar 1940)

1) Vgl. dazu die Diskussion bei F. G. Keyes und J. G. Kirkwood, l. c.
2) H. E. Watson, l. c.
3) Literatur bei H. A. Stuart, Molekülstruktur, Berlin 1934, S. 78.
4) P. Lueg und K. Hedfeld, Zeitschr. f. Phys. **75**, 599, 1932.

Nachweis einer Anisotropie des elektrischen Widerstandes von Natrium im Magnetfeld

Zur Frage der Isotropie des Elektronengases in Alkalien

Von E. Justi und J. Kramer

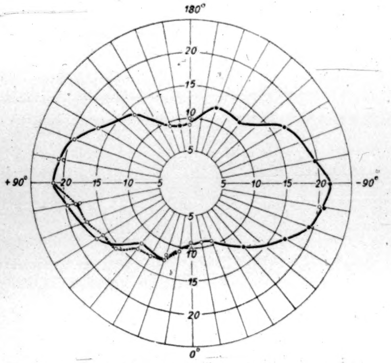
Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Die neueren Versuche[1]) über die Widerstandserhöhung reiner Metalle bei gleichzeitiger Einwirkung starker magnetischer Quer- oder Längsfelder und tiefer Temperaturen haben gezeigt, daß die Widerstandserhöhung im Querfeld (Magnetfeld $\mathfrak{H} \perp$ Meßstrom $\mathfrak{J}$) mit steigender Feldstärke und sinkender Temperatur meist unbeschränkt und beschleunigt anwächst, und daß auch die magnetischen Längseffekte (Magnetfeld $\mathfrak{H} \parallel$ Meßstrom $\mathfrak{J}$) von Null verschieden sind. Diese Erscheinungen konnten im Zusammenhang mit der von Justi und Scheffers[2]) aufgefundenen Anisotropie der Widerstandsvermehrung auch höchstsymmetrischer (kubischer) Metalle auf das elektrostatische Feld des Metallionengitters und die von ihm bewirkte Bindungsanisotropie zurückgeführt werden; in der Theorie des freien isotropen Elektronengases wurde das Gitter nur summarisch durch Einführung einer Stoßzeit berücksichtigt.

Indessen stand zu erwarten, daß wenigstens die Alkalien mit ihrem großen Atomvolumen ein

1) Literaturzusammenstellung bei E. Justi und H. Scheffers, Metallwirtschaft **17**, 1357, 1938.
2) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschrift **37**, 383, 1936.

freies isotropes Elektronengas besitzen, wie es auch ihr Befolgen des T^5-Gesetzes beim Widerstandsabfall in tiefen Temperaturen[1]) vermuten läßt. Orientierende Messungen[2]) haben gezeigt, daß auch *Na* und *K* Widerstandszunahmen im magnetischen Querfeld erleiden, die diejenigen eines freien Elektronengases größenordnungsmäßig übertreffen, und daß auch ein Längsfeld eine endliche Widerstandserhöhung bewirkt.



Prozentuale Widerstandsänderung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T}$ des Natriumkristalls *Na* 11 bei 20,4° abs im magnetischen Querfeld $H_\perp = 33200$ Gauß in Abhängigkeit von der Drehung des Magnetfeldes um den festgehaltenen Kristallstab von einer willkürlichen Anfangsstellung (0°) aus. Kreise = gemessene Werte; Punkte = spiegelbildlich ergänzte Werte.

Die Ursache für die Diskrepanz wurde kürzlich von Justi und Kohler[2]) in der elastischen Anisotropie vermutet, die nach neueren Messungen[3])[4]) gerade für die Alkalien extrem hohe Werte annimmt und die eine anisotrope Streuung der Leitungselektronen an den Wärmeschwingungen des Ionengitters bewirken könnte. Auf die allgemeine Möglichkeit eines solchen Effektes haben erstmals Sommerfeld und Bethe[5]) hingewiesen.

Diese Vermutung ist nun experimentell bestätigt worden. Durch größenordnungsmäßige Steigerung der Meßgenauigkeit ist es uns gelungen, die Streuung der Meßpunkte wesentlich zu senken und dadurch reproduzierbare Polardiagramme der magnetischen Widerstandszunahme aufzunehmen, die die Anisotropie einwandfrei erkennen lassen. So zeigt die Abbildung die transversale Widerstandszunahme, die unser Präparat *Na* 11 durch ein konstantes magnetisches Querfeld ($\mathfrak{H} \perp \mathfrak{J}$) von 33,2 kGauß bei 20,4° abs erleidet, in Abhängigkeit von einer Drehung des Magnetfeldes um den stabförmigen Kristall als Drehachse. Im Minimalazimut (−10° und +170°) beträgt die relative Widerstandserhöhung $\Delta\varrho_{H,T}/\varrho_{H=0,T} \sim 9$ Proz., im Maximalazimut (−90°, +90°) etwa 22 Proz.; die ausgezogene und die gestrichelte Kurve, die mit einigen Wochen zeitlichem Abstand gemessen wurden, stimmen hinreichend überein. Jeder Kreis ist der Mittelwert aus sechs wenig streuenden Einzelmessungen; die Punkte sind aus dem gegenüberliegenden Azimut gespiegelt. Die Meßpunkte lassen erkennen, daß eine Feldumkehr den Widerstand nicht merklich verändert. Bei 78° abs ist keine meßbare Anisotropie mehr vorhanden; Versuche im Temperaturbereich des flüssigen Heliums, in dem der Effekt absolut (wegen des T^5-Gesetzes) noch kleiner ist, sind im Gange. Auch Kalium scheint diese Anisotropie zu zeigen.

Nach den Reflexen zu urteilen, handelt es sich bei *Na* 11 um einen einheitlichen Kristall; eine genauere kristallographische Orientierung ist erst nach Abschluß weiterer Versuche unter Gefährdung des Stückes möglich. Nach dem Polardiagramm zu urteilen, sollte die Stabachse annähernd mit der (110)-Richtung übereinstimmen; vgl. hierzu die (110)-Diagramme des Wolframs[1]). Mit einem Widerstandsverhältnis von $R_{20}/R_{273} = 0{,}43_2$ Proz. dürfte dieses Präparat das reinste in der Literatur beschriebene sein.

Die Elektronenleitung im Alkalimetall läßt sich hiernach so kennzeichnen, daß in ihm das „Elektronengas" zwar frei, aber nicht isotrop ist; der umgekehrte Extremfall ist bereits für das Wolfram beschrieben worden, das elastisch isotrop ist, aber stärker gebundene Elektronen aufweist. Für andere Metalle, wie z. B. das ebenfalls von uns untersuchte Gold, dürften sowohl die Schallgeschwindigkeitsanisotropie wie die Bindungsanisotropie für den Leitungsmechanismus maßgebend sein. Die genauere Beschreibung der Versuchsanordnung erfolgt in dieser Zeitschrift in anderem Zusammenhang.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danken wir für die Förderung dieser Versuche durch Bereitstellung eines großen Magneten und einer technischen Hilfskraft.

1) E. Grüneisen, Ann. d. Phys. **16**, 530, 1933.
2) E. Justi und M. Kohler, Ann. d. Phys. **36**, 349, 1939.
3) S. L. Quimby und S. Siegel, Phys. Rev. **54**, 293, 1938.
4) O. Bender, Ann. d. Phys. **34**, 359, 1939.
5) A. Sommerfeld und H. Bethe, Handbuch der Physik XXIV/2, Ziff. 48, S. 571.

1) E. Justi und H. Scheffers, Physik. Zeitschr. **37**, 700, Abb. 4, 1936 bzw. Abb. 6 von Zitat 1.

Berlin-Charlottenburg, Januar 1940.

(Eingegangen 30. Januar 1940)

Zählrohrverstärker mit hohem Auflösungsvermögen

Von Fritz Goos und Othmar Ehmann

Einleitung

Bei vielen Untersuchungen mit dem Zählrohr erweist es sich als notwendig, von der benutzten Anordnung ein hohes Auflösungsvermögen zu verlangen. Besonders wichtig wird dies, neben der Bestimmung hoher Stoßzahlen, bei der Messung von Koinzidenzen mit zwei oder mehreren Zählrohren, um Zufallskoinzidenzen auszuschalten. Die Forderung nach hoher Auflösung, d. h. der Trennung rasch aufeinanderfolgender Impulse, ist sowohl an den Verstärker wie auch an das Zählrohr zu stellen. Die Bemessung der Kopplungselemente des Verstärkers (Kapazität C und Widerstand R) muß so erfolgen, daß die Zeitkonstante $t = R \cdot C$ genügend klein bleibt, d. h. die durch einen Impuls erfolgende Aufladung der Kapazität C in hinreichend kurzer Zeit durch den Widerstand R wieder abgeleitet wird, um weitere Aufladungen ungestört und ohne Summierung der einzelnen Ladungsstöße folgen zu lassen. Dann erhält das Gitter der Verstärkerröhre einwandfrei getrennte Spannungsstöße zugeleitet. Die Bedingung geringer Trägheit muß auch für das Zählrohr gelten. Die durch einen Impuls ausgelöste Entladung im Rohr wird zum Abreißen gebracht durch einen äußeren Widerstand, an dem durch diesen Stromfluß ein Spannungsabfall entsteht, so daß die Zählrohrspannung unter die Zündspannung abfällt. Zur Erzielung von zur Verstärkung ausreichenden Spannungsstößen am Widerstand und zwecks guten Abreißens der Entladung muß dieser jedoch außerordentlich hoch sein (10^8—$10^{11}\ \Omega$), was eine große Zeitkonstante und damit ein geringes Auflösungsvermögen bedingt. Bei kurz hintereinanderfolgenden Stößen ist die vorhergehende Ladung noch nicht völlig abgeleitet, wenn ein neuer Stoß erfolgt; die dann sich ausbildende Spannungsdifferenz ist oft zu klein, um die Verstärkeranordnung ansprechen zu lassen, bei rasch folgenden Impulsen tritt dann das bekannte „Kleben" des Zählers auf, was auf eine Dauerentladung im Rohr zurückzuführen ist. Durch besondere Maßnahmen bei der Herstellung der Zählrohre, sowie Gasfüllung, ist es gelungen, die Abreißgeschwindigkeit der Entladung im Zählrohr zu vergrößern, ohne aber damit zu sehr hohen Auflösungen zu gelangen.

Methodisches

Eine sehr elegante Methode, die rein durch Anwendung äußerer Schaltmittel die geforderten Bedingungen erfüllt, ist von Neher und Harper[1]) angegeben worden. Sie beruht darauf, daß die Spannung am Zählrohr infolge der besonderen Schaltung nach der Zündung sofort zum Absinken unter die Zählspannung gebracht wird, um danach wieder momentan auf die ursprüngliche Höhe anzusteigen, so daß ein neuer Impuls wieder zünden kann. Das Wesentliche der Anordnung besteht darin (vgl. Fig. 1), daß die Hochspannung über einen Widerstand R_A sowohl am Zählrohr, als auch an der Anode der Verstärkerröhre liegt. Der Mantel des Rohrs wird direkt mit dem Gitter verbunden und mit einem relativ niedrigen Widerstand R_G abgeleitet. Dadurch ist die Zeitkonstante dieses Kreises niedrig gehalten, eine Kopplungskapazität kann vermieden werden, weil der Gitterwiderstand von 10^6 bis $10^7\ \Omega$ gleichzeitig als Ableitwiderstand dient, was auch noch in der Hinsicht vorteilhaft ist, daß die sonst üblichen hohen, oft unkonstanten Ableitwiderstände bis $10^{11}\ \Omega$ in Wegfall kommen.

Eine Entladung im Rohr macht das negativ vorgespannte Gitter, das den Anodenstrom sperrt, positiver, so daß nun ein Strom in der Verstärkerröhre fließt. An R_A entsteht infolgedessen ein Spannungsabfall, der die Spannung am Rohr vermindert, so daß sie unter die Zählspannung absinkt. Dadurch reißt die Entladung sofort ab, das Gitter wird negativer, der Anodenstrom sinkt ab und die Spannung erreicht wieder ihren ursprünglichen Wert, d. h. es ist die Forderung nach kurzdauernden Zählstößen unabhängig von den Zählrohreigenschaften durch diese weitgehend trägheitslose Spannungssteuerung erreicht.

Die Schwierigkeit der Anordnung besteht nun darin, daß die Hochspannung an den Verstärker gelegt werden muß; es gilt also eine Verstärker-Röhre zu finden, welche Spannungen von etwa 1500 Volt ohne Schaden zu nehmen im Dauerbetrieb aushält, sowie den Anodenkreis der ersten Verstärkerstufe auf Hochspannung zu isolieren. Da die in den angegebenen Veröffentlichungen benutzten amerikanischen Röhren nicht ohne weiteres zu erhalten sind, versuchten wir die Anordnung mit handelsüblichen deutschen Röhren zu verwirklichen. Die Röhrenfirmen konnten uns keine passenden Typen angeben, wir machten darauf den Versuch mit einer normalen Schirmgitterröhre RENS 1284 (bzw. H 4128 D) mit oben ausgeführter Anode, welche dann voll den Ansprüchen in bezug auf Isolation und gutes Arbeiten bei dieser extremen Spannung genügte (entsprechende andere Schirmgittertypen sind wohl ebenfalls mit

1) H. V. Neher und W. W. Harper, Phys. Rev. **940**, 49, 1936; vgl. auch G. Herzog und P. Weber, Helv. Phys. Act. **10**, 422, 1937.

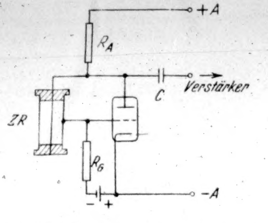


Fig. 1. Schema des Neher-Harper-Kreises.

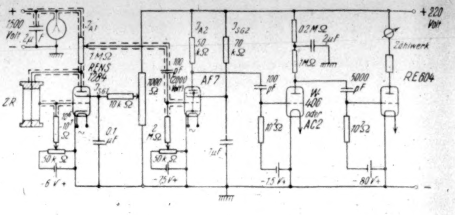


Fig. 2. Vollständiges Schaltschema des Verstärkers

Erfolg anzuwenden). Es zeigte sich, daß es in diesem Fall tatsächlich gelingt, den beabsichtigten Zweck zu erreichen, wenn gewisse Vorsichtsmaßregeln beachtet werden, deren Nichterkennen zu Mißerfolgen führen würden, worauf noch hingewiesen werden soll.

In den auf die Eingangsröhre folgenden Stufen werden die Zählrohrimpulse in üblicher Weise so weit verstärkt, daß sie zum Betrieb eines mechanischen Zählwerkes ausreichen, bzw. mit einem Untersetzer verbunden werden können. Das Gesamtschaltbild der von uns benutzten Anordnung ist in Fig. 2 dargestellt, die angegebenen Daten sind für einwandfreien Betrieb möglichst genau einzuhalten. An Stelle der Endverstärkerröhre RE 604 kann auch zwecks noch exakterer Auslösung des mechanischen Zählrelais eine gittergesteuerte Gasentladungsröhre (Thyratron S 0,3/0,2 i) verwendet werden. Die Gittervorspannungen der beiden ersten Röhren entnimmt man zweckmäßig über Potentiometer einer besonderen Batterie, um größere Regelmöglichkeiten (besonders bei Mehrfachkoinzidenzen) gegenüber der Gitterspannungserzeugung durch Kathodenwiderstand zu erzielen. Zur Anpassung an die verschiedenen Zählrohreigenschaften macht man den Eingangswiderstand auswechselbar.

Wegen der hohen Empfindlichkeit der Anordnung ist es, um einwandfreies Funktionieren zu gewährleisten, ganz besonders wichtig, alle Gitterleitungen der 1. und 2. Stufe gut abzuschirmen. Das gilt auch für die Hochspannungsleitung zum Zählrohr, da hierüber auf das Gitter der 2. Stufe leicht Störungen wirksam werden können, die gerade bei Koinzidenzmessungen zu völlig falschen Zählungen führen würden. Es ist uns so gelungen, auch in der Nähe erfolgende, besonders starke Schaltstöße für die Anordnung unwirksam zu machen. Diese Abschirmungen sind im Schaltbild gestrichelt angedeutet und bestehen hochspannungsseitig aus Zündspannungskabel, das in geerdetem Metallschlauch verlegt ist.

Die Einregulierung für Einfachzählungen erfolgt derart, daß die Gittervorspannung der 1. Röhre bei der Zählspannung des Rohrs so eingestellt wird, daß ein geringer Anodenstrom fließt ($I_{A1} \approx 0{,}1$ mA), der Schirmgitterstrom I_{SG1} wird auf 1 mA mittels eines besonderen Schiebepotentiometers gebracht (diese Werte können unter Umständen kritisch sein). Die Gittervorspannung der 2. Röhre hat einen solchen Wert, daß $I_{A2} = 3$ mA und $I_{SG2} = 1{,}1$ mA beträgt. Für Koinzidenzmessungen bleibt die 1. Stufe unverändert, Ungleichheiten der Zählspannungen der einzelnen Rohre können durch Zusatzbatterien ausgeglichen werden, so daß jedes Zählrohr bei gleicher Einstellung der 1. Verstärkerröhre zählt. In der 2. Stufe wird die Gittervorspannung bzw. das Potentiometer im Anodenkreis so einreguliert (zweckmäßig mit Instrument im Ausgang), daß die Einzelstöße noch bemerkt werden können, ein gleichzeitiger Stoß in beiden (bzw. mehreren) Rohren jedoch das Zählwerk zum Ansprechen bringt. Zum ersten Einregulieren ist es auch ratsam, einen Lautsprecher statt des Zählwerkes zu benutzen, mit dessen Hilfe sich die Anordnung sehr gut auch zu Demonstrationszwecken eignet.

Das Auflösungsvermögen τ des Zählrohrverstärkers läßt sich mit Hilfe von zufälligen Koinzidenzen bestimmen. Es ist:

$$\tau = \frac{k}{n \cdot l_1 \cdot l_2} \text{ Min} .$$

k = Zahl der Koinzidenzen/Min.
l_1, l_2 = Einzelzählstöße/Min.
n = Zahl der koinzidierenden Zählrohre.

Unsere Messung ergab für 2 Zählrohre 19 Koinzidenzen in $2^1/_2$ Stunden, bei Einzelstößen von 750/Min. und 418/Min. Daraus folgt:

$$\tau = 1{,}2 \times 10^{-6} \text{ sec} .$$

Dieser Wert stellt noch ein um ein Mehrfaches höheres Auflösungsvermögen dar, als

das in den oben angegebenen Veröffentlichungen mitgeteilte; Zufallskoinzidenzen sind demnach weitgehendst ausgeschaltet.

Zusammenfassung

Es wird ein Zählrohrverstärker mit hohem Auflösungsvermögen nach dem Neher-Harper-Verfahren beschrieben, der mit deutschen Röhren aufgebaut ist. Ferner werden Einzelheiten und notwendige Vorsichtsmaßnahmen beim Aufbau und Einregulieren der Anordnung angegeben. Das Auflösungsvermögen konnte auf rund 10^{-6} sec gesteigert werden.

Dem Leiter des Philipp-Lenard-Instituts, Herrn Prof. Dr. A. Becker, danken wir herzlich für sein Interesse an dieser Untersuchung.

Heidelberg, Philipp-Lenard-Institut der Universität.

(Eingegangen 14. August 1939)

Elektrisches Gravimeter

Von J. Zahradníček, T. Gajdoš und R. Nespor

Im Philosophical Magazine 1920 beschrieb Whiddington[1]) das sogenannte Ultramikrometer, mit dem es möglich ist, kleine Änderungen der Länge von der Größenordnung 10^{-7} mm zu messen, und zwar auf elektrischem Wege aus der Änderung der Kapazität eines Plattenkondensators. Die Kapazität $C + \Delta C$ ist in einen hochfrequenten Schwingungskreis eingeschaltet, der mit einem ähnlichen Schwingungskreis von der Kapazität C bei gleicher Selbstinduktion gekoppelt ist. Die Änderung ΔC wird aus der Differenz der Schwingungszahlen $\Delta\nu$ beider Schwingungskreise gemessen.

Nach der Thomsonschen Beziehung

$$(2\pi\nu)^2 = \frac{1}{LC},$$

ist nämlich der Unterschied der Schwingungszahlen (die Anzahl der Schwebungen)

$$\frac{2\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta C}{C}.$$

Wenn es sich um einen Plattenkondensator von der Kapazität C,

$$C = \frac{F}{4\pi d},$$

handelt, so gilt die Gleichung

$$\frac{2\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta d}{d}.$$

Ist die Schwingungszahl ν von der Größenordnung 10^7 Hz ($\lambda \sim 10$ m), dann ergibt sich die relative Änderung $\Delta d/d$ zu etwa $10^{-7} \ldots 10^{-3}$ durch die Änderung $\Delta\nu$ in den Grenzen $1 \ldots 10^4$ Hz.

Wegen dieser Eigenschaft läßt sich das Whiddingtonsche Ultramikrometer zu Messungen der Änderungen der Gravitationsbeschleunigung g als statisches Gravimeter verwenden. Der Kondensator des einen Schwingungskreises ist durch zwei Platten gebildet, von denen die eine fest, die andere gegen sie gestützt und mit einem Gewicht belastet ist. Die Kapazität des zweiten Schwingungskreises bildet ein Drehkondensator, wodurch es ermöglicht wird, den Anfangszustand auf gleiche Schwingungszahlen einzustellen (ohne oder mit Änderung derselben).

Die Durchbiegung der Lamelle, z. B. einer Stahllamelle von der Länge $l = 10$ cm, von der Breite $a = 5$ cm und von der Dicke $b = 0{,}5$ mm, welche an beiden Enden befestigt und in der Mitte mit der Masse $m = 100$ g belastet ist, gilt

$$y = \frac{1}{kE} \cdot \frac{Pl^3}{\Theta_0}, \quad P = mg, \quad \Theta_0 = \frac{1}{12}\, a b^3,$$

wo die Konstante $k = 192$, $E \doteq 2 \cdot 10^{12}$ abs. Einh. ist. In diesem Falle ist die Biegungsdeformation $y \doteq 10^{-2}$ cm. Ist die Entfernung der Kondensatorplatten $d = 1$ mm, so ist die relative Änderung $\Delta y/y$, die der relativen Änderung $\Delta g/g$ (von der Ordnung 10^{-6}) entspricht, mit diesem Apparate meßbar.

Es ist vorteilhaft, diesen Apparat so herzustellen, daß in der ersten Lage des Apparates die durch die Schwere bedingte Änderung der Kapazität gleich Null ist. Den Drehkondensator stellen wir mittels der mikrometrischen Schraube auf Unisono ein (ohne Schwebungen). In der zweiten Lage des Apparates entsteht durch die Wirkung der Schwerkraft eine Durchbiegung der Lamelle, die Kapazität des Kondensators ändert sich, wodurch die Schwebungen hervorgerufen werden. Entweder zählt man die Schwebungen oder man stellt die Kapazität des zweiten Schwingungskreises derart ein, daß die Schwebungen verschwinden, und aus der Graduationskurve des Kondensators bestimmt man $\Delta\nu$. Dadurch ergibt sich Δg aus den Beziehungen

$$\frac{\Delta y}{y} = \frac{\Delta g}{g},$$

1) R. Whiddington, The Ultra-Micrometer, Phil. Mag. **40**, 634, 1920.

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\frac{y}{2}}{d},$$

$$\frac{\Delta' C}{C} = \frac{\frac{y + \Delta y}{2}}{d},$$

$$\frac{\Delta' C - \Delta C}{\Delta C} = \frac{\Delta y}{y}.$$

Nach der Beziehung, welche die Abhängigkeit der Schwerebeschleunigung g von der Meereshöhe h angibt, gilt

$$\frac{g}{g_0} = \frac{1}{(R+h)^2} : \frac{1}{R^2},$$

oder

$$\frac{\Delta g}{g} = -\frac{2\,\Delta h}{R}, \qquad R = 6367 \text{ km}.$$

Auf $\Delta h = 1$ m entfällt die relative Änderung der Schwerebeschleunigung

$$\frac{\Delta g}{g} = 3 \cdot 10^{-7}$$

und diese Änderung ist mit dem angeführten Apparat meßbar.

Im Vergleich mit dem statischen Gravimeter von Haalck[1]) (durch Messung der Quecksilbersäule), das heute bei den gravimetrischen Messungen oft benutzt wird, hat das oben beschriebene Gravimeter den Vorteil der Einfachheit und der raschen Arbeit. Seine Ergebnisse sind von der Temperatur und vom Luftdruck unabhängig.

Über den angeführten Apparat und die zugehörigen Messungen wird in einer späteren Mitteilung berichtet werden.

1) H. Haalck, Neue Methode der Schwerkraftmessung, Umschau in Wiss. u. Techn. **40**, 501–503, 1936.

Brünn, Physikalisches Institut der Masaryk-universität.

(Eingegangen 8. Januar 1940)

ZUSCHRIFTEN

Zum „Wien-Effekt der inneren Reibung“ von Elektrolyten

Von Alexander Deubner

Durch Anwendung der Theorie der interionischen Kräfte auf den Vorgang der inneren Reibung von Elektrolyten konnte Falkenhagen, zum Teil in Zusammenarbeit mit Dole bzw. Vernon, zeigen[1]), daß das Wurzelglied der von Jones und Dole[2]) gefundenen Beziehung

$$\frac{\eta}{\eta_0} = 1 + A\sqrt{c} + Bc$$

durch die Theorie quantitativ dargestellt werden kann. Bis zu einer Konzentration von etwa $1/1000\ n$ macht das Wurzelglied dabei den größten Anteil der Zähigkeitserhöhung aus.

Bei der entsprechenden Erscheinung auf dem Gebiet der Leitfähigkeit weiß man nun, daß man das die Leitfähigkeit herabsetzende Wurzelglied durch Anlegen genügend hoher Spannung „wegschaffen“ kann (Wien-Effekt). Die interionische Ordnung wird dabei zerstört, und die Leitfähigkeit nähert sich derjenigen bei unendlicher Verdünnung. Es scheint noch nicht bemerkt worden zu sein, daß theoretisch auch ein „Wien-Effekt der inneren Reibung“ existieren muß, wenn das Geschwindigkeitsgefälle groß genug wird. Wir wollen im folgenden untersuchen, bei welchen Bedingungen dieser Effekt auftritt, und anschließend die Frage der experimentellen Durchführbarkeit erörtern.

Der Wien-Effekt beginnt aufzutreten, wenn der von einem Ion in der Relaxationszeit zurückgelegte Weg von derselben Größenordnung wird wie die Dicke der Ionenatmosphäre. Entsprechend muß der Effekt in der inneren Reibung auftreten, sobald die Ionenwolke, die wir im Anfang als kugelförmig annehmen, innerhalb ihrer Relaxationszeit τ zu einem Ellipsoid mit der größten Achse unter 45° zum Geschwindigkeitsgradienten $\frac{dv}{dx}$ deformiert wird. Da diese Deformation nicht von der Dicke der Ionenwolke abhängt, können wir auch einfacher sagen: Der Scherungswinkel muß in der Relaxationszeit 45° erreichen. Das ergibt $\frac{dv}{dx} = \frac{1}{\tau}$.

Wir wollen zunächst eine 0,0001 molare Lösung eines höherwertigen Elektrolyten (z. B. $Ca_2Fe(CN)_6$) zugrunde legen. Die Zähigkeit dieser Lösung ist etwa 0,6 Promille höher[1] als die des Wassers; ihre Relaxationszeit beträgt etwas über 10^{-7} sec. Wir müßten also ein Geschwindigkeitsgefälle von etwa 10^7 in der Lösung herstellen, um das Auftreten des Effekts im Sinne einer Verminderung der Zähigkeit auf den Wert des Wassers erwarten zu können.

Die Frage ist nun zunächst, ob man ein $\frac{dv}{dx}$ von 10^7 herstellen kann. Wir wollen ein Kapillarrohr

1) H. Falkenhagen u. M. Dole, Physik. Zeitschr. **30**, 611, 1929; H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. **32**, 745, 1931; H. Falkenhagen u. E. L. Vernon, Physik. Zeitschr. **33**, 140, 1932.

2) G. Jones u. M. Dole, Journ. Chem. Soc. **51**, 2950, 1929.

1) E. Asmus, Ann. d. Phys. **35**, 1, 1939.

von $R = 0{,}01$ mm Radius annehmen. Dann folgt aus dem Poiseuilleschen Ansatz

$$2\pi R \cdot \eta \left(\frac{dv}{dr}\right)_R = \frac{\pi R^2 (p_2 - p_1)}{l}$$

$(p_2 - p_1)$ = Druckdifferenz zwischen beiden Enden der Kapillaren von der Länge l, η = innere Reibung), daß der Druck $p_2 - p_1$ auf 1 cm Kapillarenlänge $2 \cdot 10^8$ dyn/cm² oder etwa 200 Atm. betragen muß, um ein $\frac{dv}{dr} = 10^7$ zu erreichen. Dabei fließt ein Volumen von etwa 25 cm³/Std. durch die Kapillare. Insofern scheinen die Versuchsbedingungen technisch durchaus nicht hoffnungslos.

Es ist nun noch zu überlegen, ob man bei diesen Strömungsbedingungen noch nicht in allzu bedrohliche Nähe des Grenzwertes für laminare Strömung der Reynoldsschen Zahl kommt, die hier durch den Ausdruck $2\,vsD/\eta$ gegeben ist (s = Dichte). v beträgt hier $1/2 \cdot 10^7 = 5000$ cm/sec in der Mitte der Kapillare, also die Reynoldssche Zahl 1000. Erst oberhalb 2000 würde Gefahr für das Auftreten turbulenter Strömung bestehen, man könnte also den Druck bei dieser Kapillare noch auf das Doppelte steigern. Erst dann müßte man zu noch engeren Kapillaren greifen.

Es ist leicht, diese für eine spezielle Lösung gemachten Abschätzungen auf andere, konzentriertere oder solche in anderen Lösungsmitteln, anzuwenden. In beiden Fällen werden zwar die Gesamteffekte, die hier etwa 0,6 Promille betrugen, größer, jedoch die Relaxationszeit meist kleiner, also das notwendige $\frac{dv}{dr}$ schwerer zu erreichen. Es bliebe die Diskussion von noch höherwertigen Lösungen, wobei man an die hochgeladenen Teilchen kolloider Sole denken mag. Es ist nicht ausgeschlossen, daß manche gerade bei Kolloiden beobachteten Abhängigkeiten der Zähigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit durch unsere Überlegung in neue Beleuchtung rücken. Andererseits stören hier natürlich oft Erscheinungen, die auf der sperrigen Gestalt mancher Kolloidteilchen beruhen und die auch zum Teil zeitliche Änderungen der Zähigkeit hervorrufen. Immerhin ist hier die Möglichkeit im Auge zu behalten, größere Effekte bei kleineren technischen Ansprüchen zu erzielen.

Zum Nachweis des kleinen Effektes kommt wohl nur eine Differentialmethode, etwa nach Cox und Wolfenden[1]), in Frage; die größte Schwierigkeit besteht vielleicht in der Herstellung genügend staubfreier Lösungen. Sollten die Versuche Erfolg haben, so könnte man den Effekt in Richtung einer Trennung des elektrostatisch und des nichtelektrostatisch bedingten Anteils des Zähigkeitseffektes auswerten, indem nur der erstere Anteil von unserem Versuch erfaßt wird. Da ich selbst zur Zeit mit anderweitigen Aufgaben beschäftigt bin, möchte ich diese Anregung geben in der Hoffnung, daß vielleicht ein anderer in der Lage ist, den Versuch durchzuführen.

1) W. M. Cox u. J. H. Wolfenden, Proc. Roy. Soc. London (A) **145**, 475, 1934.

Berlin-Dahlem, Max-Planck-Institut, den 19. Februar 1940.

(Eingegangen 19. Februar 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

H. Dießelhorst, Magnetische Felder und Kräfte. V und 214 S. Mit 56 Abbildungen. Leipzig 1939. J. A. Barth. Brosch. RM 8.—.

Das Buch ist eine mit Zusätzen versehene Sonderausgabe des Beitrages „Elektrodynamik" aus dem Grätzschen Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Bd. IV (1920). Die Herausgabe dieses Beitrages als selbständiges Buch erfolgte auf Anregung von Fritz Emde, dem man nur zustimmen kann, wenn er in seinem Geleitwort sagt: „Der Umstand, daß dieser rund nur 200 Seiten umfassende Abschnitt in einem Band von über 1300 Seiten vergraben war, hat ihn vielen Physikern und Elektrotechnikern praktisch unzugänglich gemacht." In der Tat haben wir hier eine ungewöhnlich übersichtliche und vollständige Darstellung der seit Jahrzehnten gesicherten Grundlagen der Elektrodynamik vor uns, welche jedem, der sich eingehender mit der Wechselwirkung von Strömen und Magneten zu befassen hat, eine wertvolle Hilfe sein wird.

Von ganz besonderem Reiz ist die unter der Überschrift „Experimentelle Grundlagen" gegebene Darstellung der historischen Entwicklung. Über die grundlegenden Versuche von Ampère, Faraday und anderen wird an Hand der getreu reproduzierten Originalabhandlungen so anschaulich berichtet, daß jeder Leser von jener Mannigfaltigkeit der experimentellen Offenbarungen, die in rascher Folge durch Oersteds Entdeckung ausgelöst wurden, auf das stärkste beeindruckt wird.

R. Becker

Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik. Bd. 10, Abschnitt III. Herausgegeben von E. Eucken und K. L. Wolf. Starkeffekt von B. Mrowka. Elektrischer Kerreffekt (Elektrische Doppelbrechung) von H. A. Stuart. 104 Seiten, mit 31 Figuren. Leipzig 1939, Akademische Verlagsanstalt. Preis RM 12.—.

Der Artikel von Mrowka gibt in Kürze einen klaren Überblick über den Starkeffekt, ohne beim Leser besondere theoretische Schulung vorauszusetzen. Behandelt werden: 1. Starkeffekt von H und He^+, 2. Starkeffekt komplizierter Systeme (Mehrelektronensysteme und Moleküle), 3. Beziehung zu anderen Erscheinungen (Verbreiterung und Verschiebung von Spektrallinien; Polarisierbarkeit der Atome).

Der Artikel von Stuart enthält außer einer Darstellung der theoretischen Grundlagen des Kerreffektes und des Zusammenhanges mit dem Depolarisationsgrad, auf dem die Möglichkeit einer allgemeinen Bestimmung des Polarisierbarkeitsellipsoids beruht, ein systematisch geordnetes und kritisch besprochenes Beobachtungsmaterial an Gasen, Flüssigkeiten und Lösungen. Außer den zahlreichen Beispielen der Bestimmung von Molekülstrukturen interessieren in der theoretischen Diskussion der Meßergebnisse insbesondere die neuen Gesichtspunkte, die der Kerreffekt über den Ordnungszustand in Flüssigkeiten zu erbringen verspricht und die in diesem Artikel gegenüber den früheren zusammenfassenden Darstellungen stärker hervortreten im Sinne der neueren Arbeiten des Verfassers und seiner Schüler. E. Fischer

W. Hort und A. Thoma, Die Differentialgleichungen der Technik und Physik. 3. Auflage. Gr.-8°. XII u. 684 S. Mit 329 Fig. Leipzig 1939. Johann Ambrosius Barth. Geb. RM 38.—.

Die Notwendigkeit einer Neuauflage der Hortschen „Differentialgleichungen des Ingenieurs" muß wohl als ein Zeichen dafür gewertet werden, daß das Buch den Ansprüchen des Praktikers an einen theoretischen Leitfaden im großen und ganzen ausreichend entgegenkommt. Dadurch ändert sich jedoch nichts an der Tatsache, daß auch die jetzt vorliegende Fassung in mathematischer Hinsicht noch immer manches zu wünschen übrig läßt. Nach wie vor ist das Streben nach Vielseitigkeit derart stark auf Kosten von Gründlichkeit und begrifflicher Sorgfalt vorherrschend geblieben, daß der Benutzer nur selten einen wirklich nachhaltigen Erkenntnisgewinn davontragen dürfte. Harry Schmidt

W. Schmidt, Unmittelbare Regelung. Din A 5. VI und 114 S. Mit 50 Abb. Berlin 1939. VDI-Verlag G.m.b.H. RM 12.—, für VDI-Mitglieder RM 10.80.

Die Forderung nach Regelung verschiedenartiger Zustände oder Vorgänge tritt in der Forschung und Praxis immer wieder auf. Das vorliegende Buch setzt sich zum Ziel, eine Betrachtungsweise aufzubauen, die die Regelfrage auf der Grundlage der Anschauung behandelt. Die Ausführungen beschränken sich auf die unmittelbare Regelung, bei der der Regler durch seinen Fühler die Arbeit zur Verstellung der Steuerung aus der Anlage selbst entnimmt. Die unübersichtliche Fülle uneinheitlicher Begriffe und Bezeichnungen sucht die Arbeit zu beseitigen, indem Begriffe eingeführt werden, die für die Regelung verschiedener Zustandsgrößen gleichzeitig gültig sind.

Die Hauptabschnitte sind im ersten Teil (Grundlagen): Allgemeines, die Regelung im Beharrungszustand, der Regelvorgang bei Störung des Beharrungszustandes, Bemessung von Regelanlagen, Forderungen an den Reglerbau. Für den technischen Physiker im Labor dürfte besonders der zweite Teil von Interesse sein, der Anwendungen auf die Regelung von Drehzahl, Temperatur, Druck und Menge behandelt. Die theoretischen Grundlagen werden im dritten Teil kurz in Gleichungen und Ähnlichkeitsüberlegungen zusammengefaßt. Ein Anhang enthält 135 Literaturhinweise aus dem wichtigsten Schrifttum. A. Naumann

G. Stade und H. Staude, Mikrophotographie. 202 Seiten. Mit 164 Figuren. Leipzig 1939. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM 11.80, geb. RM 13.20.

Die zahlreiche Literatur über Mikrophotographie wurde durch ein weiteres wertvolles Werk bereichert. Stade und Staude verstehen es nicht nur, die Grundlagen dieses Gebietes anschaulich darzustellen, sondern berücksichtigen auch die neueste Entwicklung der mikrophotographischen Apparatur. Es werden hierbei nicht nur die Apparaturen der Firma Busch, Rathenow, beschrieben, sondern auch die anderer Firmen wie Leitz und Zeiß berücksichtigt und bildlich dargestellt. Die hervorragenden Mikrophotogramme des einen der Verfasser (Dr. Stade), die übrigens wie alle Abbildungen des Buches drucktechnisch aufs beste wiedergegeben sind, zeugen von großer praktischer Erfahrung auf diesem Gebiete. Das Buch gliedert sich in die Kapitel: Die Gesetze der optischen Abbildung, die einfachen und speziellen mikroskopischen Anordnungen und die mikrophotographischen Geräte, während das Kapitel über die mikrophotographische Aufnahme nebst der Behandlungstechnik der photographischen Platte aus der Feder von Dr. Staude stammt.

Ein übersichtliches Literaturverzeichnis sowie Namen- und Sachregister vervollständigen diesen empfehlenswerten Band, der dem Praktiker die Grundlagen der Mikroskopie, der Mikrophotographie und -kinematographie vermitteln will. Rzymkowski

VDI-Jahrbuch 1939. Die Chronik der Technik. Din A 5. VIII u. 298 S. Berlin 1939. VDI-Verlag G.m.b.H. RM 3.50, für VDI-Mitglieder RM 3.15.

Zum 6. Male erscheint nunmehr das VDI-Jahrbuch. Wieder hat der Herausgeber (A. Leitner) dank der Mitarbeit von 90 Fachleuten aus 91 Einzelgebieten ein Werk geschaffen, das der gesamten technischen Welt eine sehr wertvolle Fortsetzung der vorangegangenen Jahrbücher bedeutet. Eine sehr lehrreiche Ergänzung der etwa 10000 Schrifttumsnachweise bilden die beiden Abschnitte „Der VDI im nationalsozialistischen Aufbau" und „Gedenktage der Technik". Mögen dem 6. Jahrgang noch recht viele weitere folgen. A. Naumann

Nachrichten

Ernannt: Der a. o. Professor im Reichsdienst Dr. Kurt Bodedorf zum ord. Professor für Pharmazeutische Chemie an der Universität Breslau, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule München Dr. Carl Angelo Knorr zum a. o. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Innsbruck.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule in Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Karl Haußmann, der a. o. Professor für Chemie an der Universität Helsinki Dr. Väino Ilmari Sihvonen.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.